物理大辭典

九畫～十畫

人文出版社印行

物理大辭典

九畫～十畫

人文出版社印行



中華民國七十四年五月再版

物理大辭典

主　　編：段木千

編　　輯：本社編委會

出 版 者：人文出版社有限公司

社　　址：台中市忠明路二十巷十一號

電　　話：二五一八八八八號

郵　　撥：〇〇二八〇〇〇一七號

登記證字號：局版台業字一三三二號

發 行 人：段鏡

住　　址：台中市忠明路二十巷十一號

電　　話：二五一八八八八號

印 刷 廠：三興彩色印刷廠

地　　址：台中市健行路八五六號

電　　話：三一八五六二號

編 輯 大 意

一、二十世紀物理學的驚人發展，已改變了全體人類的生活。因此，我們博採舉凡有關物理的一切名詞、概念和現象，言簡意賅的加以說明，彙成本辭典，提供給學術界和社會人士，作爲參攷查閱之用。

二、全書共六千餘頁，約八百萬字，二十四開大本，精裝九册。內容豐富，編校審愼，是我國目前唯一一部取材最龐大、收錄最完全的物理大辭典。

三、本辭典係依每一名詞起首文字之中文筆畫多少，定爲先後順序，并採用科學方法編排，檢校查攷，極爲便利。書前列有物理學概論，簡介物理學的發展小史及其主要內容，期使讀者能獲得基本而有系統的物理常識。書後列有附錄多種，諸如實驗法則與實驗方法、物理標準和物理常數、力和運動、熱學、聲學、光學、電磁學以及高能物理、量子物理、太空科學等等，重要資料，應有盡有。

四、本書名詞，採用民國六十年國立編譯舘新編訂之物理學名詞爲主。書後編有英文索引一册，可以中英對照，互相查攷。

五、科學的專門名詞，日日見增，而一部精良的工具書，實可使學術研究工作，收到事半功倍之效。是以本辭典係應當前社會之需；惟因付梓匆促，誤漏在所難免，尚祈學者不吝敎正。

編　者

六十三年春

物 理 大 辭 典

總 目 次

第 四 冊 目 次

物 理 大 辭 典

九　　畫

十 畫

九　　畫

【亮度】(Brightness)

光源在單位面積上所發射的光通量，亦即吾人對發光體所生明亮的感覺，稱爲亮度。

普通所謂之亮度可分爲二，其一是指光源發光的亮度；另一是指受照面所受光的亮度。前者稱爲發光強度，後者稱爲照度。

亮度通用之符號爲 B，其單位爲朗伯（ *lambert* ），即發光體表面每平方厘米放出之光通量。

亮度與光源之光度及發光體面積有關，故

$$B=\frac{F（入射光能）}{A（垂直面積）}$$

在電視接收機螢幕上發光的強度亦稱爲亮度。它隨著幕上螢光物質的特性以及轟擊幕的電子的速度與數目而變化。單位時間內打到幕上單位面積內的電子越多，即射線電流越強，則發光便越強。

【亮度調制】(Intensity modulation)

根據信號強弱而控制陰極射線管簾幕中之描畫光度。

【信星】(Saturn)

土星之中國古名。

詳閱“土星（ *Saturn* ）”條。

【信號】(Signal)

含有電碼或聲音的電波。

【信號發生器】(Signal generator)

能發生和無線電臺信號（已調波或未調波）相似的信號的儀器。這種儀器能夠發出一定幅度和任一所需頻率（在一定波段內）的信號，而且信號的幅度及調制度都可以在很寬的範圍以內變化。其用途是測繪特

性曲線，對無線電接收機進行檢查和調整，對接收機的廻路進行統調。

【信號追蹤】(Signal tracking)

修理接收機時，將信號注入各級，找尋故障的來源。

【信號追蹤器】(Signal-tracking instrument)

爲信號追蹤用的試驗器。

【信號強度】(Signal strength)

測量發射臺電力輸出時的一個單位。

【信號燈】(Signal lamp)

信號燈之目的乃將一間歇光柱射向一已知方向，故一觀察者位置在光柱方向之直線中，能看見該燈發出的閃光（不同間歇的），故可用以傳遞消息之含義。電路的指示燈或通信用的通信燈皆屬於信號燈。

【信號噪聲比】(Signal-noise ratio; S／N)

在接收機內，如累進地增加放大級數，似乎可獲得無限的靈敏度，使總增益亦幾乎無止境地增加。雖然級數多而增益亦多，但此並非決定靈敏度的唯一因素，噪聲亦爲另一因素。

在無線電接收機中，噪聲一詞，係指發生於所欲頻帶內任何形式的干擾。至於噪聲的來源，約可分爲外來與機內產生兩種。外來噪聲如天然靜電及人爲干擾；機內產生的噪聲如電子管噪聲、熱騷動及交流聲（*hum*）等。此類噪聲隨著信號充分放大後，影響接收機的優良效能，尤其是在接收弱信號時，常有遮掩信號的趨勢，於輸出中甚難分辨。

依據上述理由，可知一接收機輸入信號的強度，並非決定靈敏度的絕對值，故寧可利用信號強度與噪聲干擾強度（內在及外來的）之比率，作爲靈敏度的依據，蓋此項噪聲與信號同時出現。因此，在接收機中輸入的信號強度與噪聲的比率，則稱之爲信號噪聲比。是項比率值愈大即表示信號愈強，愈可抑制噪聲。

由於噪聲分佈於整個頻帶波譜中，幾乎到處相同，故信號與噪聲的

比率與通過接收機的頻帶寬度有關。當頻帶寬度減低至可接收廣播信號所必須的最小值時，信號與噪聲的比率便會改善。

【信號變頻管】(Signal converter)

電視接收機，為顯像管產生掃描電壓的電子管。

【俄夫辛斯基效應】(Ovshinsky effect)

近年來許多實驗發現一些高電阻物質，在高壓下可以從絕緣狀態變成導電狀態，這種變化所需的時間，可以短到 10^{-10} 秒。

俄夫辛斯基於 1968 年報告他的發現：無序結構物質的可逆電交換現象(*reversible electrical switching phenomena in disordered structure*)。其中他特別討論一種由鈦(Te)(48%)、砷(As)(30%)、矽(Si)(12%)及鍺(Ge)(10%)組成的玻璃，厚度是 5×10^{-5} 厘米，放在兩個接觸面是 10^{-4} 厘米^2 的碳極之間，實驗的結果是：

1. 電流與電壓的關係，對於端電壓之反向是對稱的。
2. 電場低於 10^4 伏特／厘米時，樣品呈高電阻狀態，當電壓超過一低限電壓 V_t 時，則樣品變成導電狀態。
3. 在導電狀態時，電流可以變化，但端電壓卻幾乎是一常數，稱為持制電壓 V_h 。
4. 當電流低於持制電流時，則樣品又回到原來的高電阻狀態。
5. 交換現象本身所持續的時間短於 10^{-10} 秒。

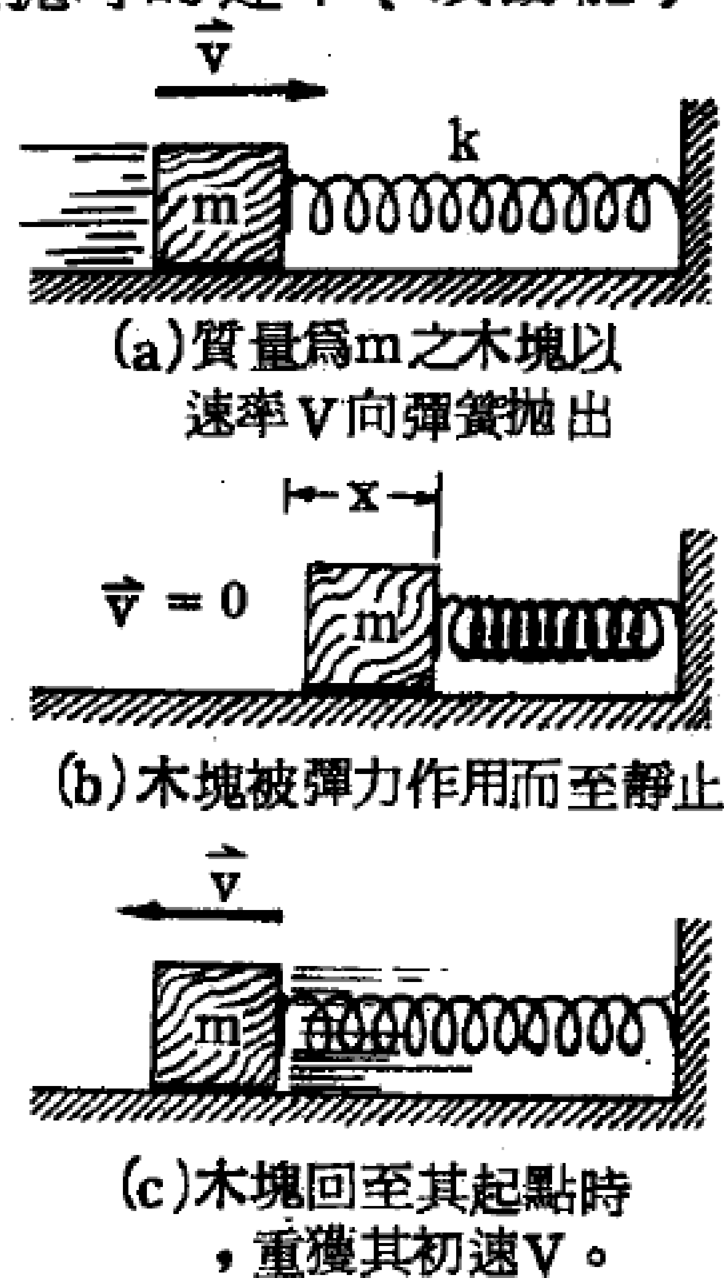
以上這些現象稱為俄夫辛斯基效應。

【保守力】(Conservative force)

若一力對於在兩點間運動的質點所作的功，只與兩點的位置有關，而與其所經過的路徑無關，則此力為保守力。

如果我們將一物體垂直向上拋擲，其速率及動能將隨高度的增加而逐漸減小，當其達到最高點而往回落下時，物體的速率及動能又隨高度

之減小而逐漸增加。若物體與空氣間無摩擦力，則由牛頓運動定律可知物體落到原出發點時的速率（或動能）與上拋時的速率（或動能）相同。我們知道一物體運動中之動能是它所具有的對外作功的本領。因此，這一物體在重力場內往復運動一週後，它所具有的對外作功的本領仍然相同。物體在往復運動一週的過程中，始終受到重力的作用，故重力一直對物體作功。但是，因爲物體落回到出發點時的動能與開始上拋時的相同，故重力對物體所作之淨功爲零。像這種特殊的力我們稱它爲保守力。物體在保守力場內往復運動一週後其動能（或作功之本領）是不變的。



(a)質量爲m之木塊以速率V向彈簧拋出

(b)木塊被彈力作用而至靜止

(c)木塊回至其起點時，重獲其初速V。

圖 9—1

圖9—1中之木塊在完成往復之運動後，顯然其作功的能力仍相同，其能量守恆。故此力稱爲保守力。

又如圖9—2中A之點可視爲定義之參考點，想像外物使正試驗電荷q_0由A移至B，今考慮兩條路徑；路徑 I 爲 A 和 B 間的徑向線，路徑 II 則爲兩點間的任意連線，路徑 II 上的空箭號表示試驗電荷q_0在各該點時單位電荷所受之電力。

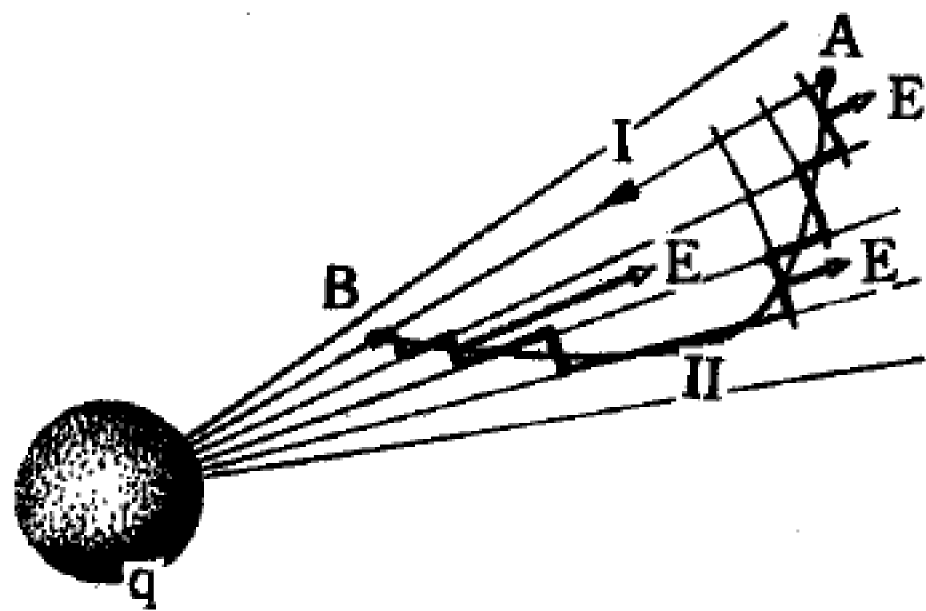


圖 9—2

在電荷q所生的電場中，試驗電荷q_0沿二路徑之一，由A移至B。空箭號表示路徑 II 上三點的電場E。爲簡化計，已取路徑位於圖面之內；即使不位於圖面內，分析結果仍然有效。

路徑 II 近似由徑線和弧的基素相間而成之折線路徑，因爲這些基素可使之任意小，而使折線任意接近眞正的路徑。沿路徑 II 上外物僅沿徑向線段作功，因爲沿弧時力$\vec{F}$與位移$d\vec{l}$成直角，此

時$\overrightarrow{E}\cdot d\overrightarrow{l}$ 爲零。在組成路徑Ⅱ的各徑向線段上作功之和與在路徑Ⅰ上所作之功相等，因爲兩者均有相同的徑向線段排列，由於路徑Ⅱ爲任意路線，故已證明對所有連接A和B的路徑所作之功均相同。雖然此證法僅適用於圖9－2的特例，但在任何靜電場中任何兩點的電位差均與連接路徑無關，故靜電力亦爲保守力的一種。

【保守場】(Conservative field)

電場$\overrightarrow{E}$如爲其純量場ϕ的梯度(*gradient*)，由向量微積分可知，$\overrightarrow{E}$的旋度(*curl*)一定爲零，即

$$\nabla\times\overrightarrow{E}=0$$

則吾人稱此電場$\overrightarrow{E}$爲保守場。

在保守場中，一個單位電荷沿任一封閉曲線繞一圈所需之功爲零。

$$\oint\overrightarrow{E}\cdot d\overrightarrow{s}=0$$

由司托克士定理(*Stokes theorem*)知，$\nabla\times\overrightarrow{E}$在該曲線所圍曲面上的面積分亦爲零。故$\nabla\times\overrightarrow{E}=0$式爲保守場之充分必要條件。

【保安器】(Protector)

這是用來防止電工儀器及線路中電流過度增長的一種裝置。主要是用來保護電源和線路以避免由於短路所發生的不良後果。所有的保安器的一般作用原理都是：當電流增長到超過某一界限時，保安器便迅速地將電路斷開。最簡單而使用最廣的保安器是易熔保險絲，當其中的電流達到某個確定的界限時，由易熔合金所作成的保險絲即行熔化而將電路斷開。在短路情況消除後，要將電路再行閉合時，須將已熔斷的保險絲換一個新的。

【保眞度】(Fidelity)

接收機接收外來電波之語音或音樂，在聽筒或喇叭內之成音正確程度。

【保健物理】(Health physics)

有關於認識、計算和控制使人體免於游離輻射危害的一門科學。

【保溫材】(Thermal insulating material)

又叫絕熱材，是防止熱傳導時所使用的材料。平常都使用熱傳導率小的玻璃、軟木、毛線、綿等，含有空氣的東西。

空氣很容易發生對流，但緊閉起來使它不起對流，那麼空氣的熱傳導率就很低，很適合做保溫材。

【保溫瓶】(Thermos bottle)

保溫瓶(圖9－3)係由雙重玻璃瓶所製成。兩壁中間，抽去空氣以防熱的對流。玻璃壁裏層塗水銀(或白色金屬)，可把輻射熱量反射回去。因之貯沸水或冰塊，可保持相當的時間，不致冷卻或熔解。

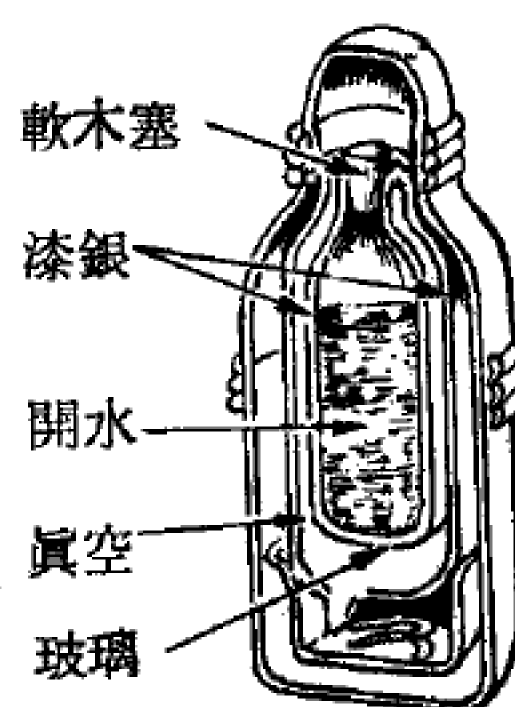


圖9－3　保溫瓶

【保磁子】(Magnet keeper)

馬蹄磁鐵兩極間所加上的軟鐵片，能使力線集中在軟鐵片中通過，可保護磁力不散失，有保磁效果。

【保險偏壓】(Protective bias)

發射機的強放管如未有激勵電壓輸入時，當無電力輸出，而電源供給屏路之直流電力，將全部交給電子管改爲熱力，如無保護偏壓來抑制屏流，輸入電路又因沒有信號輸入，柵阻因無柵流關係，無偏壓產生，屏流將過大，電子管極易損毁，利用保險偏壓與柵阻產生的偏壓合成工作偏壓，是一種安全的措施，如圖9－4。

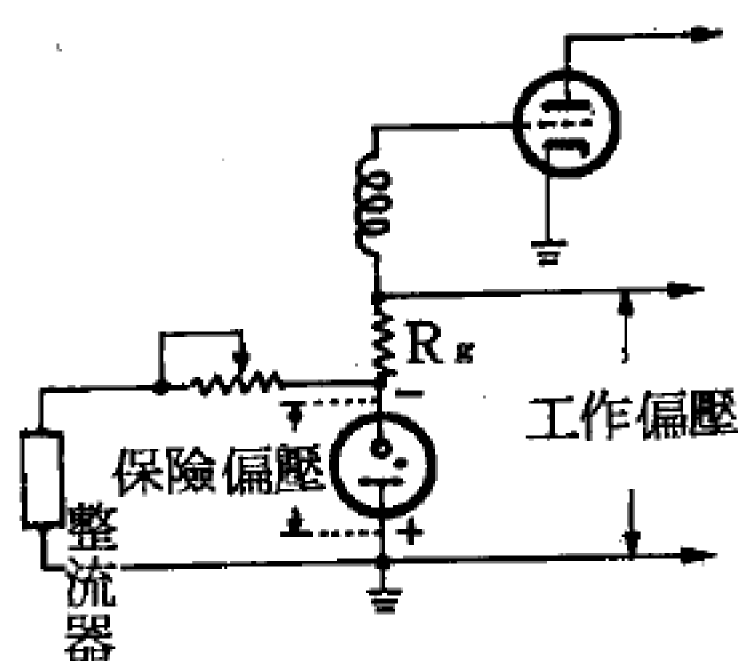


圖 9－4

【保險絲】(Fuse wire)

保險絲是一種熔點最低的合金絲，它是鎘、錫、鉍、鉛等金屬合成的。一般的保險絲(2～30 A)在10～30°C時，通過額定值1.3

倍以下的電流並不熔斷，通過2倍以上電流時，則在1分鐘以內即熔斷。

保險絲通常安裝在電流總閘、分閘和分路的插座上，串聯於電路。當電路所通過之電量太大時，保險絲即行熔斷，以確保電器的安全。

保險絲燒斷的主要原因有二：

1. 用電量超過安全限度。
2. 發生短路，就是聯接電源的兩條導線直接接觸。

【保護用電阻】(Protective resistance)

用作限制電流在安全值上工作的電阻器。

【保護帶】(Guard band)

視頻波在兩波道間相隔的一個空隙波段，避免彼此干擾。

【促進電極】(Accelerating electrode)

陰極射線管電子槍之末端電極，目的將射線加速。因為由陰極釋出之電子通常有擴散作用，同時速度亦很低，如此撞擊螢光幕是無法光亮的，因此必須以聚焦對付擴散，利用加速以對付遲慢，光點方得明亮。

【前向偏壓】(Forward bias)

圖9—5示P-N接合體的偏壓方法叫做前向偏壓。在前向偏壓時，僅需幾伏特電壓就能使所有電洞和過剩電子流往接合而得最大額定電流。

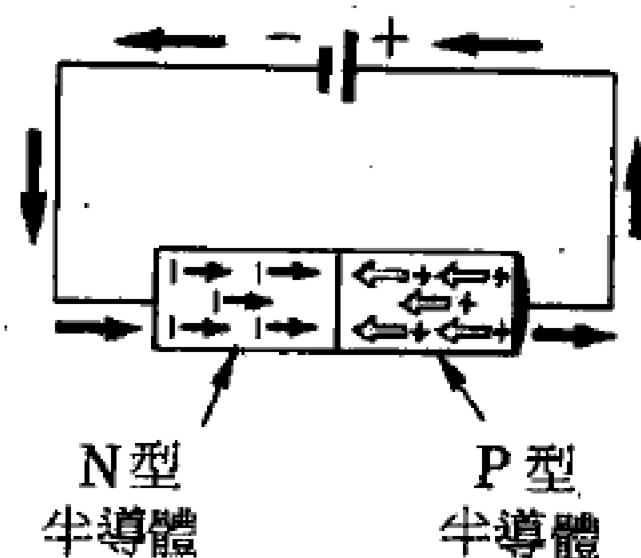


圖 9 — 5

【前置加速電極】(Pre-accelerating electrode)

此電極在陰極射線管中，為一不銹鋼製成之圓筒形電極，對射線加速作帶頭作用。

【前置放大器】(Pre-amplifier)

原來前置放大器的設計，是為了放大及均衡電磁拾音器的音調，但現在前置放大器已變為整個高傳眞系統的控制中心。前置放大器現仍然

向微音器及拾音器，提供放大及均衡作用，另外增加的作用，是將高傳眞系統的其他部分結合在一起，並從一個適當的位置予以控制。由於前置放大器中陰極耦合器（*cathode follower*）的輸出端，可接一個長的輸送線，以與功率放大器及揚聲器相連接的事實知道，前置放大器位置的安排已不受約束。

圖9—6就是一個前置放大器，由於大多數的前置放大器都有相同的控制作用。音量控制通常包括一個交流電源開關及一個音量控制器在內。最簡單的音量控制法，是在任何頻率下，都能等量的控制前置放大器之電壓放大（電壓增益），而對於音質的補償作用，則由單獨的音質控制去解決。特別好的音量控制可提供低音補償作用，就是當音量降低時，低頻率的響應增大，以彌補人耳在低頻率時的低響應。最佳的控制是響度控制（*loudness control*），響度控制可在低頻率及高頻率時，將人耳的等響度曲線提高，以補償人耳的缺陷。在前置放大器的後面有很多插口，可與很多聲頻信號輸入裝置相連接。可轉動前置放大器控制板上的選擇器（*selector*），以與所欲之聲頻信號輸入裝置連接，並將其輸出信號予以放大。如圖9—6的選擇器可選擇五種聲頻信號輸入裝置，就是微音器、電唱機、射頻調諧器、電視機以及錄音機。

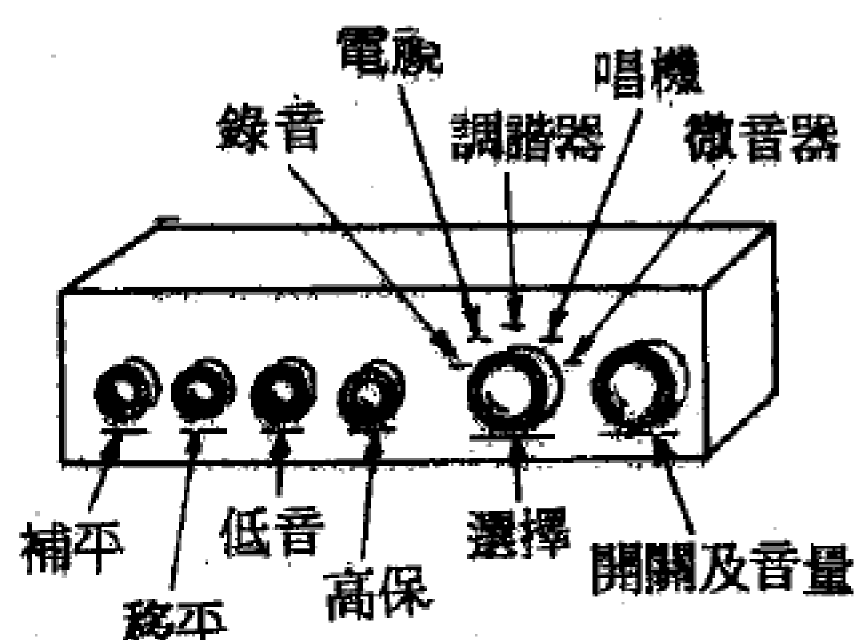


圖9—6
高傳眞前置放大器

前置放大器的音質控制，通常包括兩種：就是低音、高音控制及補償不同錄音特性時的音質均衡控制。低音與高音控制，可隨意增大或減低高頻率或低頻率的響應。爲了達到各人的需求，適當調節音質的控制，就可得聲音的音質平衡，此音質平衡，包括系統本身的缺陷、揚聲器、室內的音響條件等引起的失眞。圖9—7是在不同控制條件下的一組高

音及低音頻率響應特性曲線。通常控制在低頻率及高頻率的中點時，能提供平坦的（一致的）頻率響應，而在兩極端則可得最大的升高或衰減，可達 20 分貝。這也就是說，在極低音或極高音的頻率時前置放大器輸出電壓，較中音頻率（1,000赫）時輸出電壓大十倍，或低十倍。此變化範圍未免過大，不過在 12 到 15 分貝的最小控制範圍，是認爲適合的。

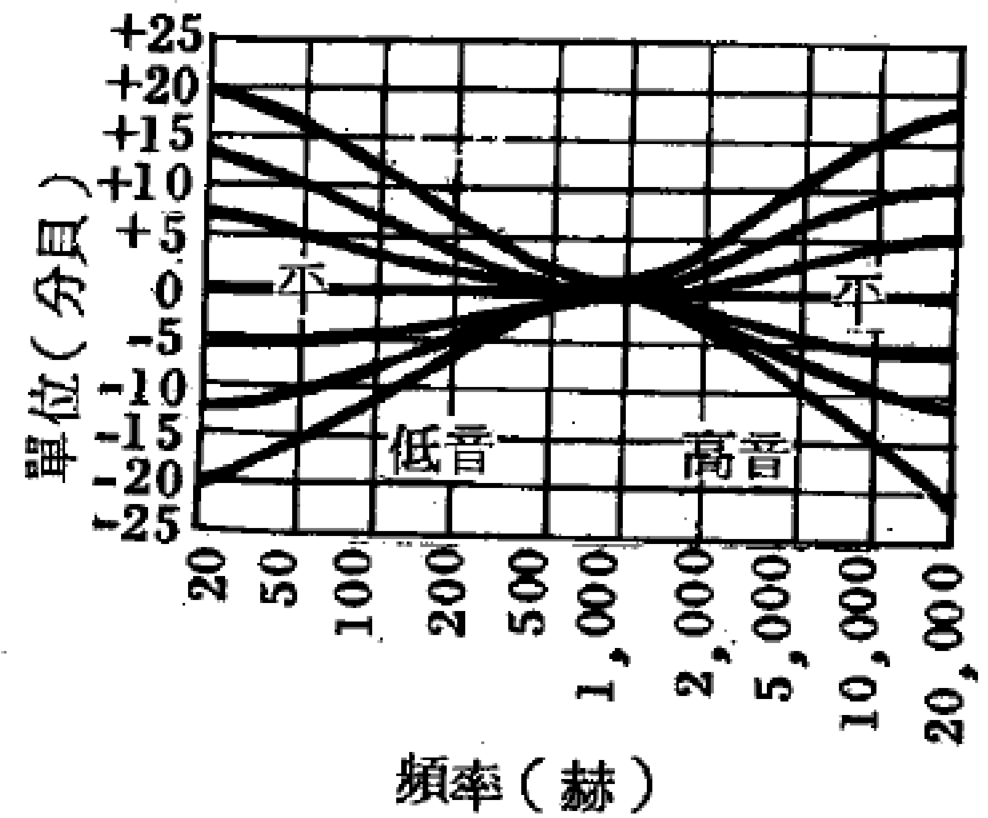


圖 9 — 7
不同高低音控制下的前置放大器頻率響應

前面曾提到不同廠家的不同錄音特性。圖 9 — 8 所示，爲現在所用唱片的一般化錄音及回放（*playback*）曲線，但此不包含各廠家本身各種不同錄音差異。由圖 9 — 8 所示知，在錄音時，低音頻率的響應逐漸下降，而高音頻率響應上升。在製唱片版時，必須減小低音頻率響應，阻止製版針動得太厲害，以免使唱片的槽紋發生重疊現象，當頻率降低，唱片錄音器製版針運動的幅度增加，此爲其固有特性。所以限制製版針的許可最大運動幅度，必定相應減小低音的響應。再者，在錄音時，爲了減低製版針將槽紋刮得太厲害，所以高頻率響應的上升必須謹愼控制，如此在回放時就可得到較好的信號與噪聲比，這就稱爲高頻率（高音）預先加強（*pre-emphasis*）。在放回時（放唱片時），如欲得一平穩的頻率響應，前置放大器必須提供一均衡特性，這也就是錄音特性曲線的反曲線，如圖

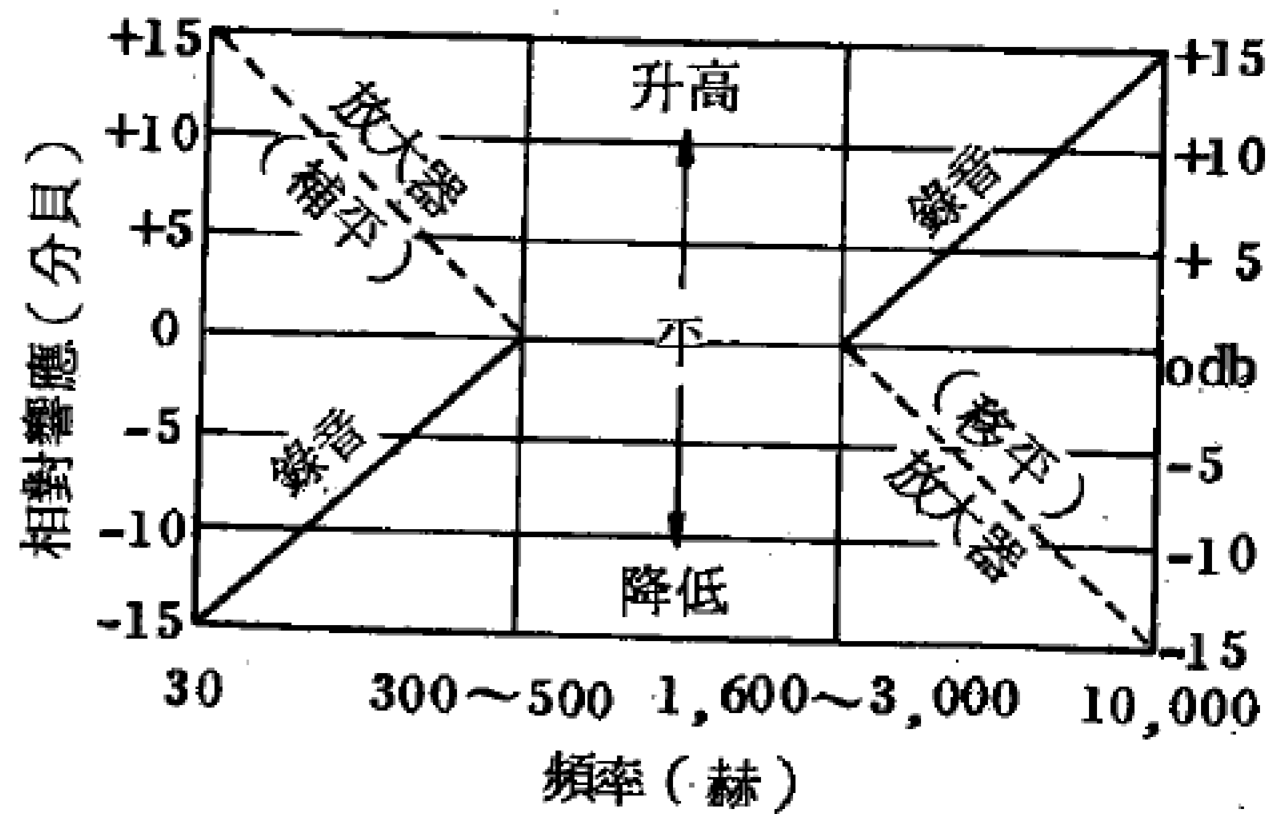


圖 9 — 8
現代唱片的錄音及重現特性曲線

9—8的虛線放大器曲線。

不同唱片的錄音特性，與圖9—8所示的一般化曲線稍有不同，特別是西元1953 年以前出的唱片。為了補償不同的錄音特性，前置放大器最少需提供16 條均衡曲線。最適當的解決方法，是藉四個低頻率或稱補平（ *turnover* ）位置變化及四個高頻率或稱移平（ *rolloff* ）位置變化，補平及控制可單獨分開（見圖9—6所示），或兩種控制作用合在一起，只需將特殊的錄音特性註明於控制器上就可。在西元1953 年以後，為實用上方便錄音都照一個新標準，稱為美國錄音工業協會（ *R.I.A.A.* ）的標準。如果前置放大器無前述的註明方法，只要前置放大器有*R.I.A.A.*曲線，以及幾個其他屬於老唱片的曲線就可不必過慮，因為新曲線與老曲線相差甚微，可能根本分辨不出其有何差異。

前置放大器的品質是非常重要的，因為它控制了所有需經聲頻功率放大器的輸出信號。如果花很多錢買一個很貴的聲頻功率放大器，而又馬馬虎虎買一個便宜的前置放大器，這就變得毫無意義了。就事實而言，前置放大器的好壞幾乎完全控制了系統的音質，無論功率放大器的種類及貴賤。一個優良的前置放大器應該有一個平穩的頻率響應（在無音質控制條件下），頻率範圍在20赫到20,000赫內，不得大於±1分貝（很多前置放大器較此更佳），高諧波及相互調變失眞不得大於1%到2%，並且嗡嗡聲及其他雜音，必須比放大器的輸出要低50到85分貝。如果可能的話，應加一個濾波器，以濾除隆隆之聲及唱機的雜音。

【前端級】（ Front end ）

指接收機前數級，特別對射頻放大級及變頻級而言。

【前震與後震】（ Fore shocks & after shocks ）

地震不是單震，經常成群而來。群中每個單震很少全為同一大小，一般都是不同。其中最大的叫做主震（ *principal shock* ）。在主震以前來的叫做前震，在以後來的叫做後震，後震比前震多，大地震之後必

有後震但不一定有前震。後震數可能多至數千個，震群經過時間可延至數週、數月甚至數年。

理論上震群是不斷的，當後震間隔長至數月以後，很難區別後震與另一個新的主震。並且後震的變動很不正常，不是連續的變化，時大時小。雖然地震的能源多半限於接近主震源附近的有限容積，但震群所有振動並不皆發生在同一位置。因位置的變化難以判別在一地區大地震之一後震與接近地區的小主震。較大地震還帶有自己的一列較小後震，因此所有地震也可以想成爲地球生成時最大變動之一連串後震。

【前燈效應】(Headlight effect)

1726 年，布雷特列 (*Bradley*) 初次發現了距地球很遠而垂直於地球軌道面的星體，每年描成一細小的、近圓形的軌道，其角直徑是 41″。爲了要使星光透進望遠鏡，望遠鏡的方向必須離開地球軌道面的法線而指向著要觀察的星體，如圖 9－9 所示。用速度的變換便會明白這個現象的由來。

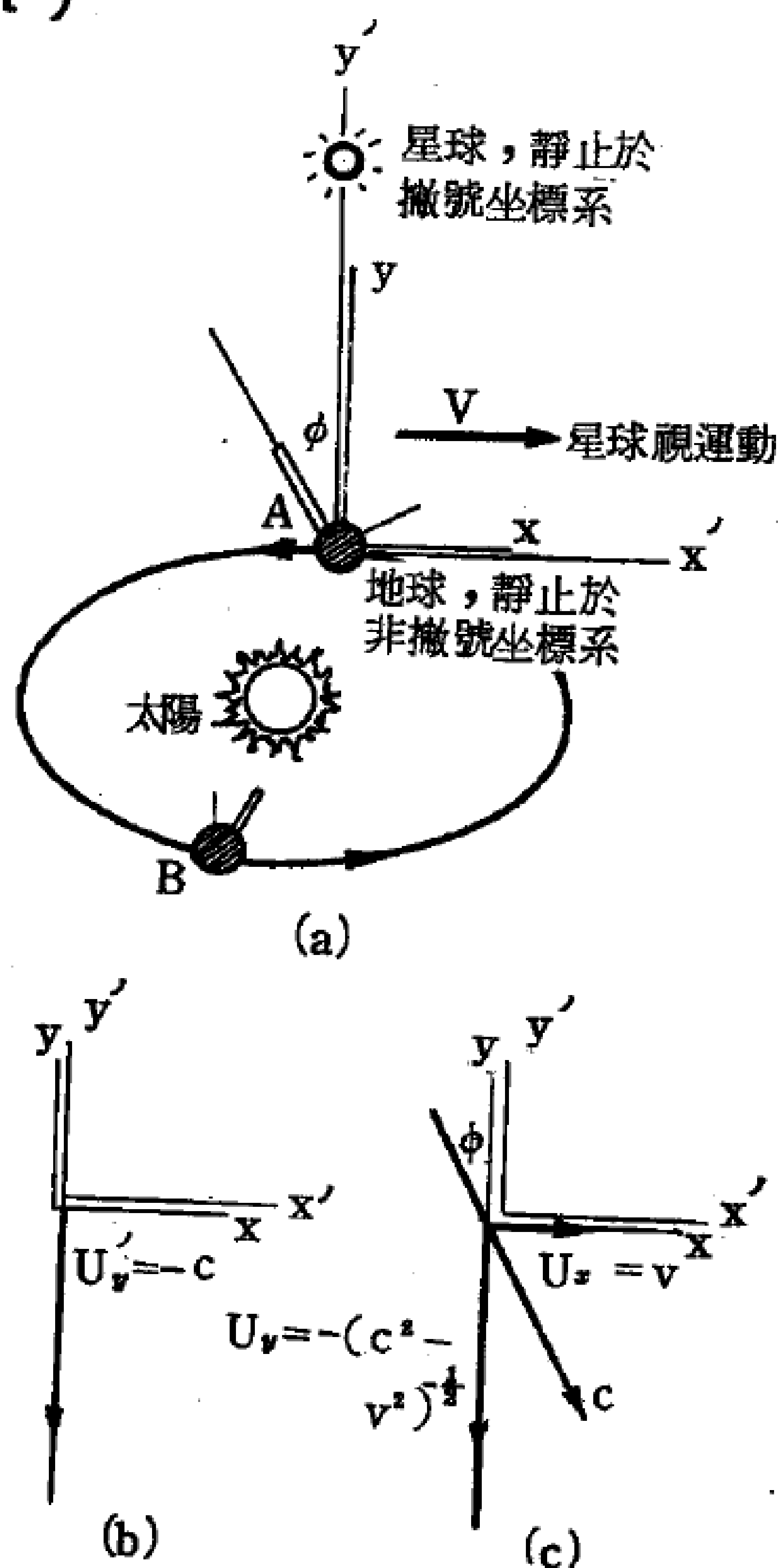


圖 9－9

假定星體的固有坐標系是撇號坐標系，在充分的近似下，星光在抵達地球時速度的分量將是 $U'_x=0$，$U'_y=-c$，$U'_z=0$。當地球位於位置 A 以速率 V 相對於太陽運動時，如圖 9－9(*a*)，按照著我們的記號，我們想像撇號坐標系以速率 V 朝＋x 方向相對於非撇號坐標系運

動。光速在非撇號坐標系中的分量為：

$$U_x = v \qquad U_y = -c r^{-1} = -(c^2 - v^2)^{-\frac{1}{2}} \qquad U_z = 0$$

這些分量的合量便是 c，如圖 9 — 9(c)。這合量的方向是地球位於 A 時光速在抵達地球時的方向。為了要捕捉星光，當地球在 B 時，望遠鏡的指向必須不同於在 A 時的方向。

從圖 9 — 9(c)，我們有

$$\sin\phi = v / c$$

因此，假如我們知道了光速，我們便可以利用星光的像差來測量地球的速率。取 $c = 3 \times 10^8$ 米／秒及 $\phi = 20.5''$，我們找到 $v = 30$ 仟米／秒。像差（ *aberration* ）證明了地球繞太陽公轉，而非太陽繞地球轉動。若知道地球的速率及一年所歷的時間，我們便可以找到地球軌道的周界長，從而求得地球與太陽之間的距離。

像差在高能量物理學中也是重要的。在宇宙線（ *cosmic ray* ）中，高速的質子在進入地球的大氣層時，會因速度減低而放射出光，高能加速器中的粒子被加速時在沿著軌跡方向，亦會輻射電磁能量。在實驗室中觀察，這兩種情況的輻射都主要地集中在運動進行的方向，這樣的前向輻射能束來自像差，稱為前燈效應。

設想一輻射源在其固有坐標系（撇號坐標系）中朝各方向作均勻輻射，如圖 9 — 10，假如輻射源以速率 V 朝 $+x$

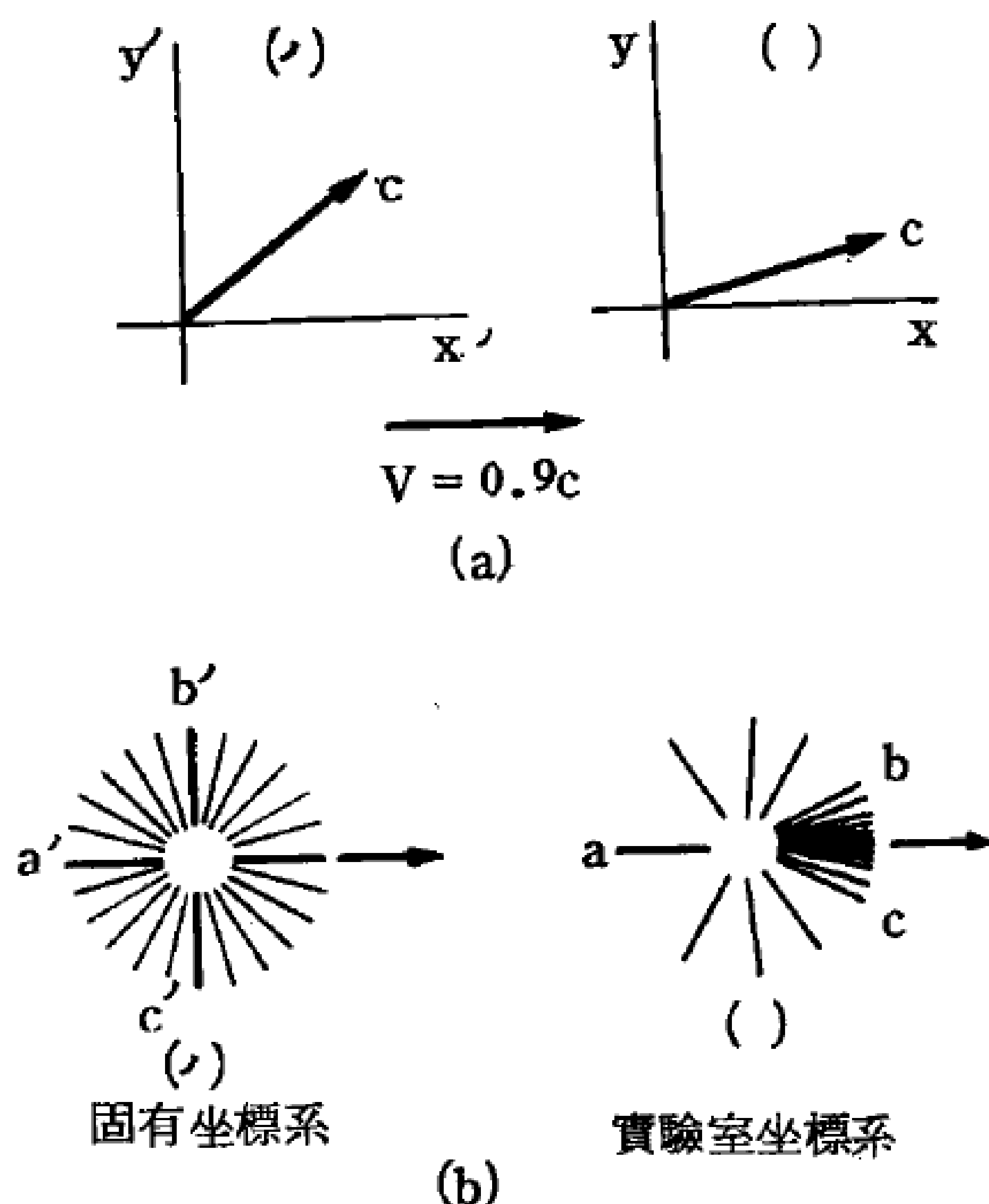


圖 9 — 10　前燈效應

方向相對於實驗室坐標系（非撇號坐標系）運動，與 x' 軸變成 θ' 角的輻射，若在實驗室觀察，將與 x 軸交成 θ 角，把 $U_x' = c\ \cos\theta'$ 及 $U_x = c\ \cos\theta$ 代入速度的 x 分量的變換方程式，可得

$$\cos\theta = \frac{\cos\theta' + \beta}{1 + \beta\cos\theta'}$$

在圖 9 — 10 中，我們利用上方程式把在 $\beta = 0.9$ 時撇號坐標系的光線對應地畫到非撇號坐標系中。在 θ' 爲 0 或 π 時，θ 有相同的數值，但在 $\theta' = \pm\frac{\pi}{2}$ 時 $\cos\theta' = 0$，因此 $\cos\theta = 0.9$，$\theta = \pm 25°$ 等等。

於是在實驗室中，光線強烈地集中在前進的方向，只有小部分向後輻射。這效應我們叫做前燈效應。在高能量物理的機器中，我們可以觀察到加速的帶電粒子在其前進方向的輻射，這種放射稱爲同步加速器輻射（*synchrotron radiation*）。望向光束運動的方向，我們可以用肉眼觀察到可見光。

【削尖電路】（Peaking circuit）

專對某等頻率之振幅增高，而其他則否，有時利用之作爲更正前級電路對振幅或相位之缺點。

【削諧】（Harmonic attenuation）

利用網形電路將諧波削弱。

【則白克效應】（Seebeck effect）

由一般線性運輸方程式可知，電流與熱流之間有交互作用存在。例如溫度梯度不但可產生熱流，還可產生電流。同樣，電位差不但可產生電流，也有生熱作用。這都是熱電效應。如取一條金屬，使其兩端保持不同溫度，測其兩端，則發現有電位差存在。或連接兩條不同種類金屬，使其兩接頭保持不同溫度，圍成一封閉線圈，線圈中遂產生電壓。此電壓的大小恰是兩接頭處溫度差的函數。這種現象稱爲則白克效應，是熱電效應的一種。

如圖9—11中的溫差電偶(*thermocouple*)，由兩個導體A和B所組成，兩個導體的接點各接於不同的熱源。在T的較熱熱源叫做試驗接點(*test junction*)，另外一頭溫度較低的T_R叫做參考接點(*reference junction*)。線路上會有熱電動勢ε_{AB}存在的現象就叫做則白克效應。當參考接點的溫度保持定值時，則熱電動勢爲試驗接點溫度T的函數。

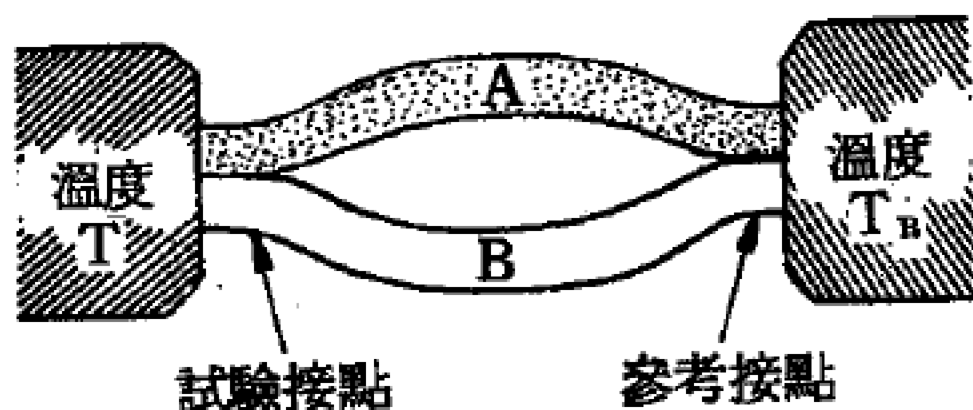


圖9—11
導體A和B構成的溫差電偶，接點爲T和T_R

則白克效應是兩種金屬中負載電流的電子數目不一樣，而且和溫度有關。如果兩種導體接成兩個接點而且兩接點的溫度不同，則電荷負載在兩個接點的擴散速率不一樣。結果就會像是受到非靜電場影響一樣的有電荷的運動。此電場繞溫差電偶一圈的線積分叫做則白克電動勢。

對於固定的T_R，ε_{AB} 是T的函數。如果T_R 變成另外一個數值的話，ε_{AB}和T之間的關係除了一個常數之外不會改變。因此$d\varepsilon_{AB}/dT$的值和T_R無關，只和A、B的性質及T有關。任何T_R時的$d\varepsilon_{AB}/dT$ 就是溫差電偶的溫差電勢率(*thermoelectric power*)。

【則曼】(Pieter Zeeman 1865—1943)

荷蘭之物理學家，對光譜學之研究極有盛名。1865年五月二十五日出生。1896 年發現光譜線在磁場中的劈裂現象，這稱爲則曼效應，並經羅倫茲(*Lorentz*)發展這種效應的理論，二人因此共獲1902 年諾貝爾物理學獎。應用則曼效應，天文學家即可測定太陽或其他星球表面的磁場強度。

【則曼效應】(Zeeman effect)

則曼於1896 年利用精密分光鏡，發現光源位於磁場時，其線光譜常分裂爲數條線光譜。此現象稱爲則曼效應。

則曼效應中最簡單者爲正常則曼效應(*normal Zeeman effect*)

，其效應爲：從垂直磁場方向觀測時，一根線光譜分裂爲三根，中央線光譜的頻率與原光譜相同，其兩側的線光譜與中央線的距離Δν（以頻率爲尺度）爲

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi mc} H秒^{-1}$$

中央線光譜的頻率若爲ν_0，其兩側光譜的頻率各爲$\nu_0+\Delta\nu$，$\nu_0-\Delta\nu$，若吾人沿著磁場方向觀察之，則僅見其兩側的線光譜，而測不到中央的一條，此即對應中央線的光爲直線偏光，其兩側者爲圓偏光，此現象首爲羅倫茲（*Lorentz*）依據電子論予以定量的說明。然一般的則曼效應，並不像上述般簡單，其情形有(1)分裂間隔非如上式所示，(2)分裂的線數更多。此種效應特稱爲異常則曼效應，必須以量子力學解釋。

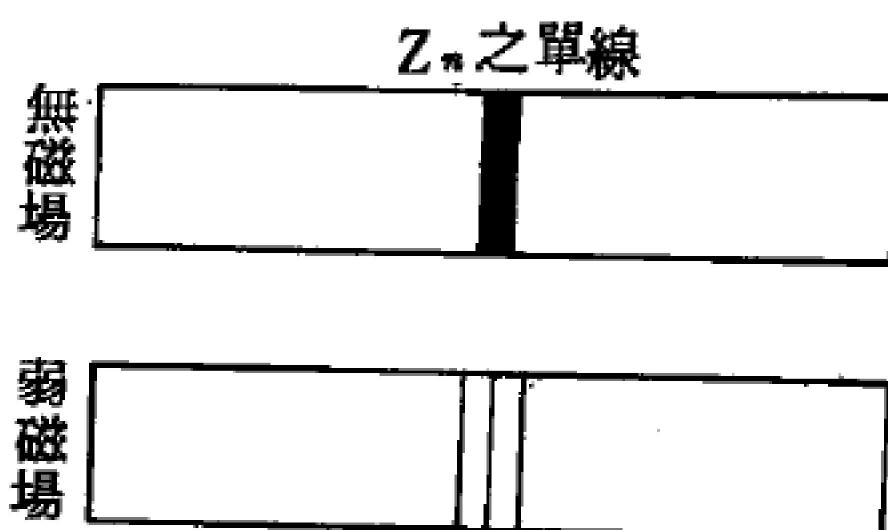


圖9—12　正常效應

參閱“正常則曼效應（*Normal Zeeman effect*）”條。

“異常則曼效應（*Anamalous Zeeman effect*）”條。

【厘米、克、秒制】（C.G.S. system）

在科學研究工作中，常用的一種單位制度通稱*C.G.S.*制，在這一單位制中，長度的單位爲厘米（*centimeter*），質量單位是克（*gram*），時間單位是秒（*second*），電荷的單位則有二種，即是靜庫倫（*statcoulomb*）和絕對庫倫（*abcoulomb*），各等於$\frac{1}{3}\times 10^{-9}$ *C*（庫倫 *coulomb*）及10 *C*。

由於1仟克＝10^{3}克，1米＝10^{2}厘米，所以幾種物理量的*C.G.S*和*M.K.S.*單位之間的關係是：

速度　：　1厘米／秒＝10^{-2}米／秒

加速度：　1厘米／秒^{2}＝10^{-2}米／秒^{2}

力　　：　1達因　＝　10^{-5}牛頓

密度　：　1克／厘米^3 = 10^3 仟克／米^3

能量　：　1爾格　　= 10^{-7} 焦耳

【厘米波】(Centimetric waves)

波長從1厘米到10 厘米的無線電波。厘米波主要應用於雷達。爲了產生厘米波，採用著專門的電子管：磁控管和調速管。

【哈吹、佛克近似法】(Hartree-Fock approximation)

爲一求多電子問題解的近似方法，處理多電子原子的問題，須假設系統的本徵函數爲其單個電子函數之乘積。各個電子函數必須滿足下列條件即依照任一電子函數計算的電荷密度分佈時，其有效電場必須與所有其他電子電荷密度分佈較全系統原來電場減少部分相符合。

【哈庚、帕醉方程式】(Hagen-Poiseuille equation)

設水平毛細管之長度爲 l 厘米，半徑爲 r 厘米，毛細管兩端之壓力差爲 Δp 達因/平方厘米，於 t 秒間流體流過毛細管之體積爲 v 立方厘米時，則此液體之黏性係數 η 依帕醉定律(*Poiseuille's law*) 得

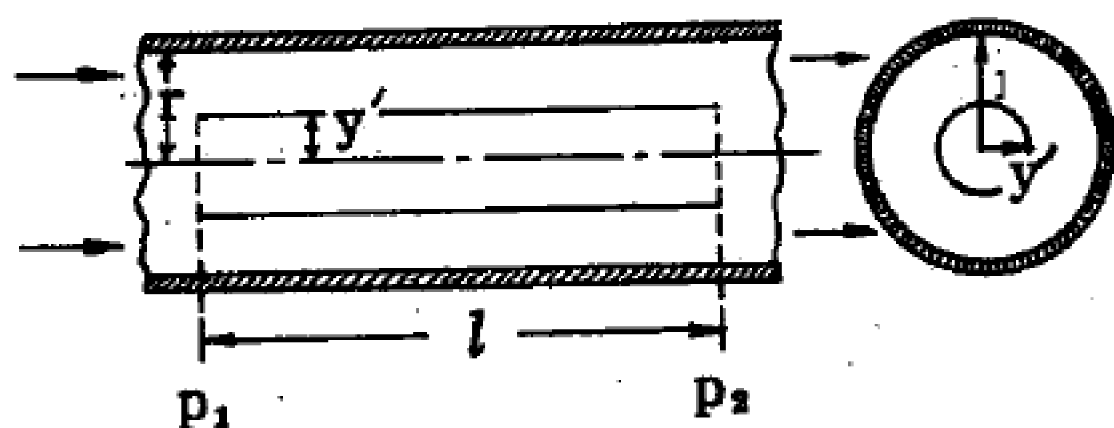


圖 9—13

$$\eta = \frac{\pi \Delta p r^4 t}{8lv}$$

此式之證明如下：

設想液體以定常狀態於粗細均勻細管中流動，且此流體柱可分成與管共軸之若干圓筒狀之層如圖 9—13所示，則與管共軸之半徑 y' 之流體圓柱端所受之力爲 $(p_1-p_2)\pi y'^2$ 。又因此流體以定常狀態在管中流動，所以其在圓柱表面 y' 成直角之切應力(*shear stress*)必與此力相等。

即　$$(p_1-p_2)\pi y'^2 = 2\pi y' l \tau$$

又因 $$\tau=-\eta\frac{du}{dy'}$$ （u 爲流速）

$$\frac{du}{dy'}=-\frac{(p_1-p_2)}{\eta l}\cdot\frac{y'}{2}$$

即 $$\int_{u_r}^{u_{y'}}du=\frac{p_1-p_2}{2\eta l}\int_{y'}^{r}y'dy'$$

因在管之內壁之 $u=0$，即 $u_r=0$，所以

$$u_{y'}=\frac{(p_1-p_2)}{4\eta l}(r^2-y'^2)$$

由上式得知，於管之軸速度爲最大。

若設單位時間內流動之液體體積爲V，則

$$V=\int_0^r 2\pi y' u_{y'}dy'=\int_0^r\frac{(p_1-p_2)}{4\eta l}(2\pi y')(r^2-y'^2)dy'$$

$$=-\frac{(p_1-p_2)\pi}{8\eta l}\left[(r^2-y'^2)^2\right]_0^r=\frac{(p_1-p_2)\pi r^4}{8\eta l}$$

因 $p_1-p_2=\Delta p$ $\quad v=tV$

所以 $$v=\frac{\Delta p\pi r^4 t}{8\eta t}\text{ 或 }\eta=\frac{\pi\Delta p r^4 t}{8lv} \quad (1)$$

但由實驗不易獲得如方程式所需要之理想狀況，必須作種種修正。若將方程式中之液體體積 v，毛細管長度 l 及半徑 r 等數值固定，即使用同一毛細管，於同一壓力下，測定流盡一定體積之已知黏度之標準液體與待驗液體所需之時間，即可算出待驗液體之黏度。

正規液體於一定溫度下之 η 值一定。所以若要試驗黏度計(*viscosity gauge*)是否正確，可由測檢正規液體之 Δpt 值是否一定。若 Δpt 爲一定，則表示黏度計爲精確。此關係爲由哈庚(*Hagen*)及帕醉(*Poiseuille*)由實驗所得者，通常稱爲哈庚、帕醉定律。相反地用正確黏度計測定 Δpt 之積，視其是否一定，亦可斷定試液是否爲正規液體。

（1）式爲由假定液體成層流流動所導出之式。但若其流速增大成攪亂流動時，則（1）式不能成立。於此種流動，即雷諾數(*Reynold's number*)在1,400～2,000 時，雷諾提出下式

$$[Re]=\frac{2r\bar{u}\rho}{\eta}=\frac{\Delta pr^{3}\rho}{4l\eta^{2}} \qquad (2)$$

〔Re〕爲雷諾數，$\bar{u}$爲液體之平均流速，ρ爲液體之密度，由（2）式得

$$\bar{u}=\frac{(p_{1}-p_{2})r^{3}}{8\eta lr}=\frac{(p_{1}-p_{2})r^{2}}{8\eta l}$$

通常所用黏度計之〔Re〕值，大致較上値小。

(1)運動能之改正——（1）式之Δp爲毛細管內二點之壓力差，但實際上黏度計之毛細管兩端均連接較粗之管。且通常所採用者爲此兩點之壓力差。而此壓力差之一部分常因液體在毛細管中之運動能所消費。哈金巴赫（*Hagenbach*）及寇尼特（*Conette*）等，對此曾加以改正得下式：

$$\eta=\frac{\pi\Delta pr^{4}t}{8lv}-\frac{mv\rho}{8\pi lt}$$

式中m爲恆數，其值大致爲0.50～1.12。

(2)於毛細管兩端之改正——於毛細管之端不能完全視爲層流，通常可視爲相當於毛細管。長l增加nr之長度。

所以
$$\eta=\frac{\pi\,\Delta p\cdot r^{4}t}{8(l+nr)v}-\frac{mv\rho}{8\pi(l+nr)t} \qquad (3)$$

或
$$\eta=\rho\left(At-\frac{B}{t}\right)$$

於（3）式，n不能由理論決定。不過可利用兩長度相異而其端同形之黏度計測得η值（實驗值）求之。

利用此原理所設計之黏度計，其種類甚多。如黏度吸管、歐斯伐（*Ostwald*）黏度計、沃傑、奧薩格（*Vogel-Ossag*）黏度計、恩氏(*Engler*)黏度計、賽波特（*Saybolt*）黏度計等均是。

【哈庚、魯本關係式】(Hagen-Ruben relation)

由電磁學中馬克士威方程式(*Maxwell's equation*)可以導出電磁波波向量 k 與頻率 ω 的關係如下：

$$k=\frac{\omega}{c}\left(\varepsilon+\frac{4\pi\sigma}{\omega}i\right)^{1/2}$$

式中 ε 爲介電常數，σ 爲導電率，c 爲光速。根據定義，折射率應爲電磁波在眞空中的速率除以在介質中的速率，所以折射率 n 應爲

$$n=c/(\omega/k)=\left(\varepsilon+\frac{4\pi\sigma i}{\omega}\right)^{1/2}$$

式中 n 表示複數，假如在根號內實數部分 ε 可予忽略，則 n 可化簡爲

$$n=\sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}}(1+i)$$

此時反射本領爲

$$R=\left|\frac{1-n}{1+n}\right|^2\cong 1-2\left(\frac{\omega}{2\pi\sigma}\right)^{1/2}$$

上式卽哈庚、魯本關係式。當電磁波受到金屬晶體的反射時，因爲 σ 值相當大，常可得到上式的結果。但是對於高頻率(ω 值大)的電磁波入射時，除了 σ 的值外，還要考慮到 ω 的大小。根據計算的結果，證明哈庚、魯本關係式在滿足下面的條件時方能成立：

$$\omega\lambda\ll 1$$

式中 λ 爲晶體內物質的鬆弛時間(*relaxation time*)。就金屬而言，ω 值卽使接近紅外線，$\omega/2\pi\sigma$ 之值仍相當小。在這種情形下，哈庚、魯本關係式顯示金屬是相當強的反射體。

【哈特萊振盪器】(Hartley oscillator)

將控制柵反饋振盪器的槽路線圈(L_1)及屏極反饋線圈(L)，用一個中間抽頭的線圈代替，換句話說，此中間抽頭線圈是被屏極電路及控制柵電路所共用，此種振盪器爲控制柵反饋振盪器的改良品，稱爲

哈特萊振盪器（圖 9 — 14 ）。哈特萊振盪器，除了是將原來控制柵反饋振盪器屏極與控制柵間的耦合電路加以修改外，其作用原理與振盪器完全相同。

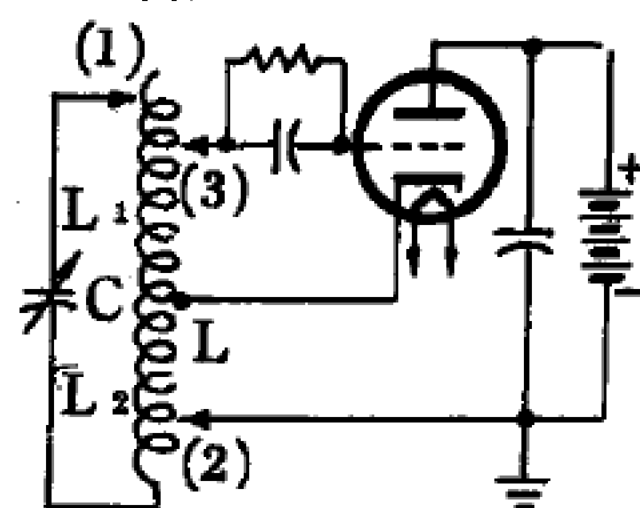


圖 9 — 14
哈特萊振盪器

槽路上端的線圈（ L_1 ）與下端線圈（ L_2 ），相互利用感應耦合，其原理一如自耦變壓器（ *autotransformer* ）。可變電容器（ C ）跨接於兩串聯線圈（ L_1 及 L_2 ）的兩端，所以槽路中不只有互電感作用，同時有電容耦合作用存在。線圈上的接觸點，則是用來控制振盪器動作條件的。

接點(1)及可變電容器（ C ）相連接，因此可藉變動接點(1)的位置，求得所需的振盪頻率。只需將接點(1)向下移，就可降低槽路的電感值 L。

振盪器的振盪頻率是 $\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ ，電感 L 是可變電容器（ C ）所跨接線圈的總電感值。

接點(2)用以調節屏極電路線圈（ L_2 ） 的有效阻抗。移動接點(2)的位置，對振盪頻率的影響非常小。如果此屏極與陰極間的線圈數越多，屏極電路的有效阻抗就越大。

接點(3)用以調節控制柵激動電壓，以求得最大適當的輸出。需要有足夠的激動電壓，以補償槽路及屏極電路內的損失，並使有效電路電阻爲零。同時此激動電壓不能過大，否則將使振盪器之輸波形發生失眞。將接點(3)向上移動，就可使激動電壓增加。由於三個接點有不可分的關係，所以在調節時，三個接點位置都需同時作適當的調整。

因爲電子管控制柵的輸入信號與屏極輸出信號間有 180 度的相移，爲了使反饋電壓與控制柵電壓同相位，就必須利用反饋電路再得一個 180 度的相移才行，所以需用正反饋（ *positive feedback* ）。關於振盪器反饋電壓相位的配合，可藉槽路電感線圈達成。例如自耦式變壓器線圈（ L_1 ）的上端（ 接於控制柵 ）之爲正，線圈（ L_2 ）

的下端則為負。連接陰極之接點，對上端為負，對下端為正。由於屏極與控制柵接於線圈（L）的兩端，因此電壓極性相反，相位也就相差180度，因此可以維持自動振盪。

【哈特曼色散公式】（Hartmann dispersion formula）

$$n = n_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}$$

其中n_0，c，λ_0是實驗常數。

【哈特曼係數】（Hartmann number）

$$M = \mu H o L\left(\frac{\sigma}{\nu\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Ho是初磁場，L是溝寬，ν是動黏性係數，ρ是質量密度。

【哈特曼流體】（Hartmann flow）

導電性的穩定片流，其界面加有均勻磁場。

【哈特爾壓力計】（Hartlsche gauge）

哈特爾壓力計，如圖9－15包括一個金屬罐，一端封以橡膠薄膜A，一端係與灌有色液之上升管T相連接。C是一個軟管夾子，可於灌裝色液時開啓，以便放出被色液所排除之空氣，而於灌裝完畢後，仍將其緊閉。我們如用手指輕壓薄膜A，則T管中之色液隨卽上升。壓力經過密閉之空氣而傳播，並使T管中之水柱升高。壓力愈強，則水柱上升愈高。因此，我們可以T管中水柱之高度，來量度作用在橡皮薄膜A上的壓力大小。現在我們倘將壓力罐沉浸於某一液體中，則其中之液壓卽作用於薄膜A上，而使T管中之封閉液上升。並且壓力罐沉浸愈深，則封閉液上升亦愈高，這證明了壓力係隨深度而增加。

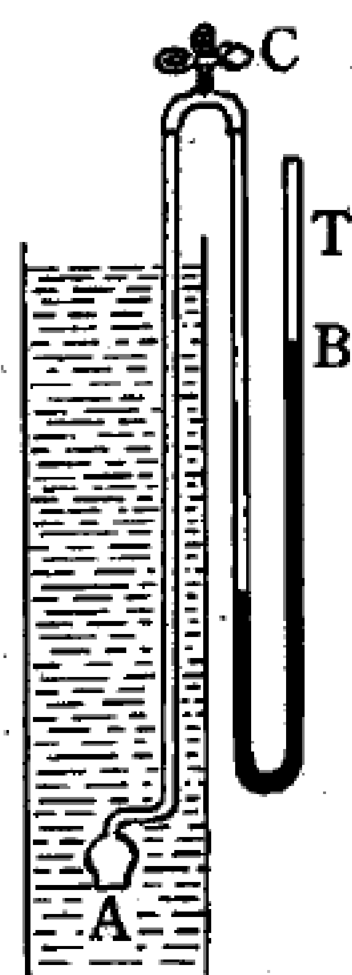


圖9－15
哈特爾壓力計

將壓力罐沉浸於一定的深度，並且用一個小紙環套在B處，以標明

封閉液的高度。轉至各種地位，使橡皮薄膜，在同樣平均深度中，朝著向上、向下、傾斜、垂直等方向，如同圖9－16所示，則封閉液的高度會維持在B處不變。於是，我們可以得到在某一液體之特定深度中，存在著一種各向均等的壓力，這也就是向上、向下、向側面，或是向任何一種特別方向所作用的壓力。這一種壓力，我們稱之爲液體靜壓力。若知道向下壓力之計算法，則我們可以用下列公式來計算任何方向之壓力：

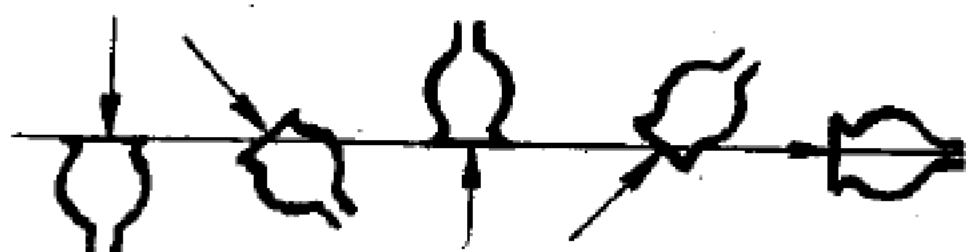


圖9－16
哈特爾壓力計，在同一深度時雖然位向各異，顯示之壓力卻相等

任何液體中，作用於任何方向之$\frac{kg}{cm^2}$之壓力爲

$$\frac{\text{以 } cm \text{ 所示之深度} \times \text{比重}}{1,000}$$

【哈爾效應】（Hall effect）

一載有電流 I 之金屬或半導體，其沿電流方向有一縱向電場E_x，將此金屬放在一橫向磁場B內，則金屬上面流動的電流會受到磁力的作用而偏向一側。因這些電流不能脫離金屬故聚集在一側而成表面電荷，於是在電場及磁場均垂直的方向會產生一電場E_H，稱爲哈爾電場，這個現象是美國物理學家哈爾（*E.C. Hall*）在一載有電流的金屬板放置於與板垂直的磁場中時，發現在板邊緣的相對點之間有一電位差出現，故稱爲哈爾效應。

可用以決定在導體上的電流是正或負電荷所造成的。

假定在金屬中帶電的粒子爲電子，所帶的電荷爲負電荷$q=-e$。如圖9－17(a)電流 I 係與Z軸平行，而實際以速度v沿$-Z$軸方向運動。所施磁場B垂直於金屬板，或沿X軸時，電子受到如下之作用力：

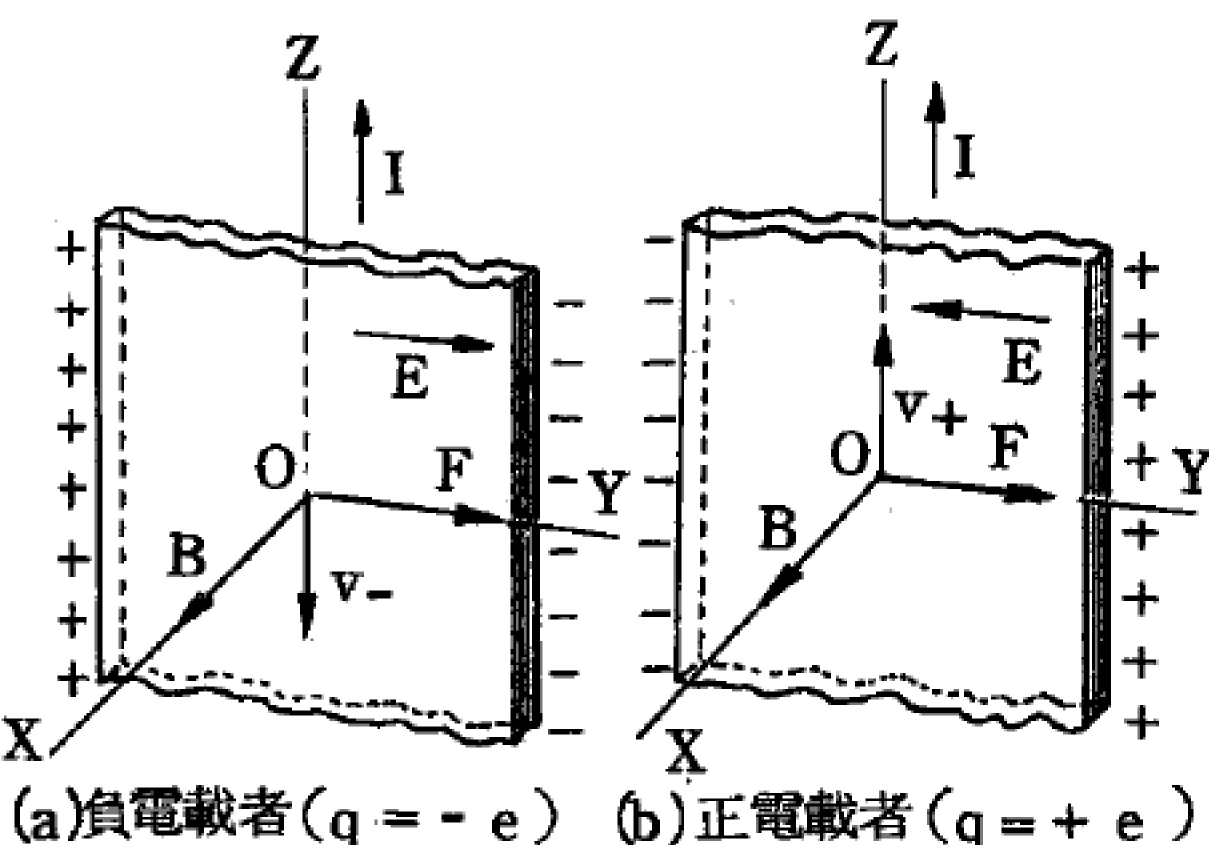
$$F=-ev\times B$$

爲一沿$+Y$軸方向的力F，所以電子就向右方流動，則板的右方帶負電，板之左方帶正電。因此沿平行於$+Y$軸的方向建立一電場E。當此電

場作用於電子的指向左方的電力等於由磁場B所產生的指向右方的磁力時，達成平衡狀態。結果在導體內相對兩邊產生一橫向的電位差，左方係位於高電位，電位差的大小與磁場成正比。這就是正常的或"負的"哈爾效應，大多數的金屬，如金、銀、鉑、銅等等都有這種效應。但是有些金屬，如鈷、鋅、鐵，以及別的物質如半導體有一相反的或"正的"哈爾效應產生。欲解釋正的哈爾效應，可假定載電流者爲帶正電荷$q=+e$的粒子而非帶負電荷的電子。於是它們必須沿與電流相同的方向運動，因此它們的速度v_+係沿$+Z$軸，如圖9－17 (*b*)所示。作用於運動電荷的磁力爲

$$F=(+e)\,v_+\times B$$

其方向指向$+Y$軸的方向。但是由於電荷爲正，所以板之右方帶正電，板之左方帶負電，結果沿$-Y$軸的方向建立一橫向電場。故電位差與在帶電者所帶電荷爲負時的情況相反，形成一正的哈爾效應。



(a)負電載者（q = − e）　(b)正電載者（q = + e）

圖 9－17　哈爾效應

一般相信在固體導體中唯一攜帶電荷運動的粒子就是帶負電的電子，不過，在很多物質中，我們可以認爲電流中攜帶電荷的就是電洞，在外電場的作用下，它運動的方向正與帶負電荷的電子的運動方向相反，可以說其行爲完全與帶正電的粒子的行爲相似。故哈爾效應提供了一個非常有用的方法以決定在一導體中載電流者的符號。

$$q\vec{E}_H+q\vec{v}_d\times\vec{B}=0$$

即

$$\vec{E}_H=-\vec{v}_d\times\vec{B}$$

若$\vec{B}$與$\vec{v}_d$垂直，則由右手定則可決定$\vec{E}_H$的方向，與$\vec{v}_d$及$\vec{B}$均互相垂直，其大小爲

$$E_H=v_d\,B$$

但

$$v_d = \frac{j}{ne}$$

式中 j 爲電流密度，n 爲單位體積之電子數。

所以

$$E_H = \frac{1}{ne} j B$$

$$\frac{1}{ne} = R_H$$ 稱爲哈爾常數，即

$$R_H = \frac{E_H}{jB} = \frac{1}{ne}$$

【哈爾移動率】(Hall mobility)

由於哈爾效應而使電子或空洞在半導體內有移動性，其速度

$$\mu_B = \frac{c\theta}{H_z}$$

其中 c 是光速，θ 是哈爾角，H_z 是磁場。

【哈爾常數】(Hall constant)

將棒形的導體或半導體，沿 x 方向通電流 J_x ，並在垂直電流的方向，加磁場 B_z ，則在 y 方向可以得到電場 E_y

$$E_y = -\frac{e\tau B_z}{mc} E_x$$

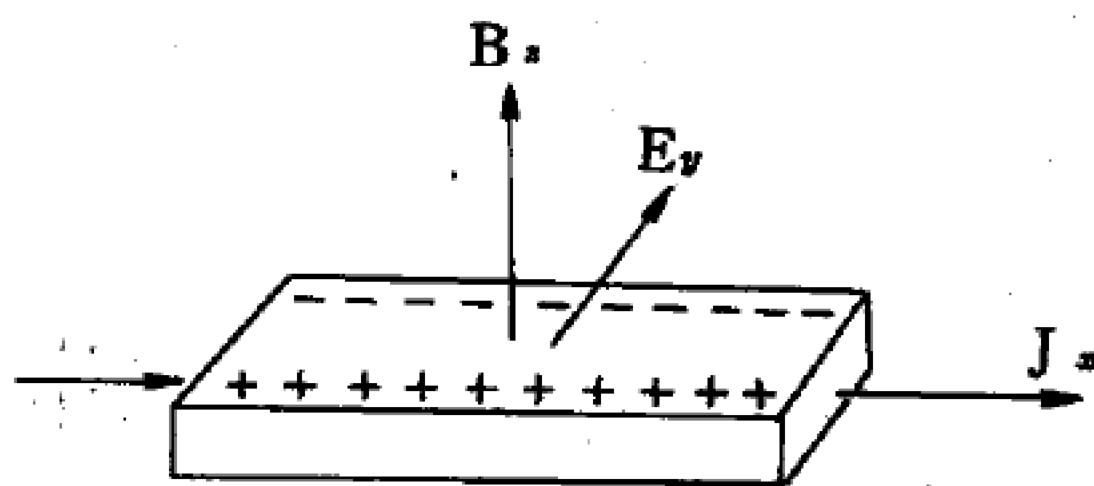


圖 9 — 18

式中 e 、m 和 τ 分別爲電子的電量、質量和弛緩時間，c 爲光速，E_x 爲 x 方向的電場分量，示之如圖 9 — 18，這種現象稱爲哈爾效應。

電場 E_y 對電流 J_x 和磁場 B_z 的比值

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z}$$

就叫做哈爾常數。如圖所示的簡單模型，可得

$$R_H = 1 / nc$$

式中 n 爲電子的密度。由此式可知，根據哈爾常數的定義，可以計算出某物質的電子密度。下表載諸種金屬哈爾常數之實測值。

金　　屬	室溫下 $R_H \times 10^{11}$（伏特－厘米／安培－厄司特）	
	實　測　值	理　論　值
Li	−17.0	−13.1
Na	−25.0	−24.4
K	−42	−47
Cs	−78	−73
Cu	−5.5	−7.4
Ag	−8.4	−10.4
Au	−7.2	−10.5
Be	+24.4	−2.5
Zn	+3.3	−4.6
Cd	+6.0	−6.5
Al	−4	………
Bi	～−1,000	−4.1

如表上所示，Bi 之根據自由電子理論的計算值，與其實測值相差甚大，此顯示自由電子模型不宜用於 Bi。Bi 哈爾常數之異常大的事實，可以能帶理論說明之。

【哈雷彗星】（ Halley's comet ）

是具有代表性的彗星，以尾巴很長而聞名。乃因哈雷（ *Halley* ）計算軌道，預言它以 76 年的週期而出現，並且果然言中，所以才命名爲哈雷彗星。有史以來出現過 26 回，下次出現期間將在 1986 年。

【契忍可夫】（ Pavel Alſekseevich Cerenkov 1904－）

蘇俄物理學家，爲蘇俄科學院物理研究所教授。契忍可夫的碩士論文指導教授即是後來任蘇俄科學院院長之發維洛夫(*Vavilov*)，當契氏準

備此論文時即發現鈾鹽溶液中有發光現象，因此出名。1946 年與佛蘭克（*I. M. Frank*）、他木（*I. E. Tamm*）及發維洛夫因對契忍可夫效應之研究而獲史太林獎。1958 年與佛蘭克及他木三人同獲諾貝爾物理學獎。現從事將契忍可夫效應用以研究宇宙射線。

【契忍可夫計數器】（Cerenkov counter）

契忍可夫計數器是一種測定高速粒子的探測器。當一個帶電粒子通過一種透明物質，且該粒子的速度大於光在透明物質內的速度時（光速那時只有 c/n，n 爲物質的折射率），該粒子會發出一種輻射。其輻射的波鋒面與粒子進行的方向成一角度，此角度和粒子的速度有關。如圖 9—19 所示，$\cos\theta = c/nv$（v 爲粒子的速度）。這種輻射，是俄國人契忍可夫（*Cerenkov*）所發現的，故稱爲契忍可夫輻射。這些輻射雖然非常微弱，可是卻非常適宜於被利用來做粒子計數器，因爲從輻射波鋒面的角度，我們可以量度出粒子的速度來。在契忍可夫計數器內，輻射出來的光經過光電增殖管（*photomultiplier*）的放大而產生脈動電流，再加以記錄下來。

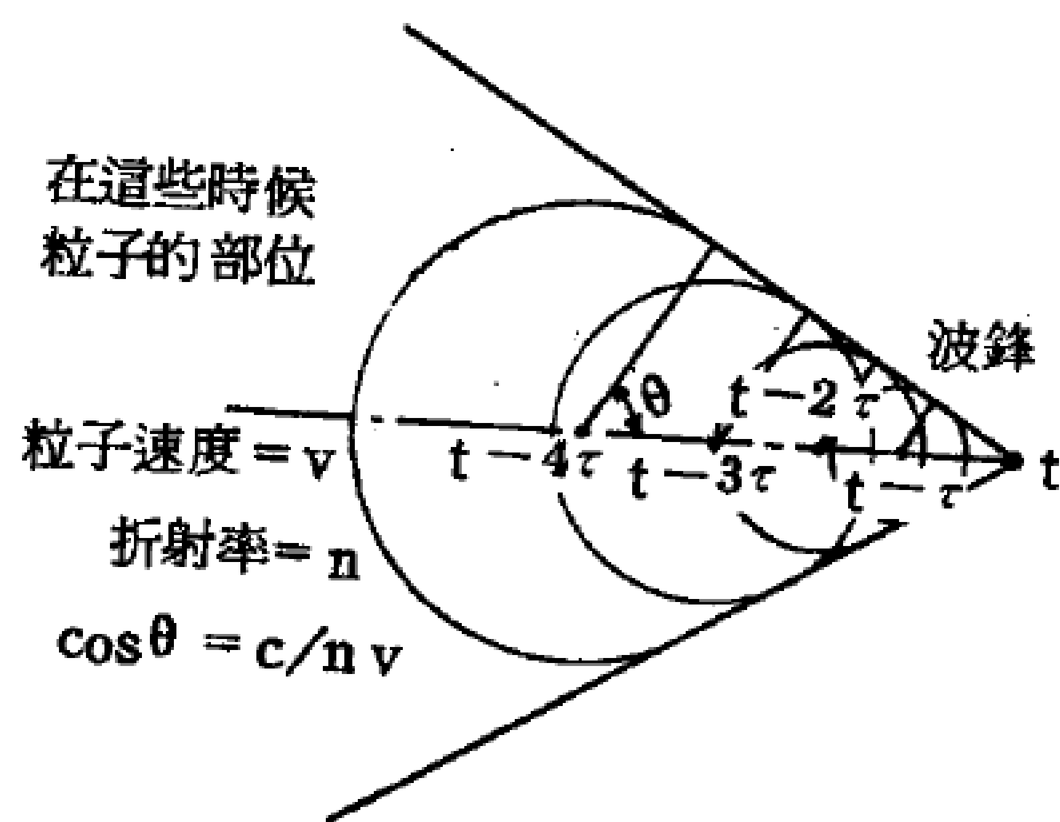


圖 9—19　契忍可夫輻射

【契忍可夫探測器】（Cerenkov detectors）

詳閱“契忍可夫輻射（*Cerenkov radiation*）”條。

【契忍可夫輻射】（Cerenkov radiation）

實驗顯示一電磁波通過物質之傳播速度與在眞空中之傳播速度不同，當電磁波在物質中傳播時，即使無自由電荷及電流，亦會使原子或分子中之帶電粒子產生振盪，此即發射第二次波或散射波，這些散射波加在原始波上得到一合成波，因一強迫振盪（*force oscillation*）並不會

總與強迫之力同相，故一般而言第二次波之相異於原始波之相。若詳細之分析顯示此項相位差影響合成波，以致於使波之速度異於眞空中之波速。

若物質爲均勻且等向性（ *isotropic* ），則可證明出電磁波對介質偏振及磁化強度之淨效應爲以電容率 ϵ 及物質特徵的導磁率 μ 取代馬克士威方程式中的常數 ϵ_0 及 μ_0，波速即變爲

$$v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$$

電磁波在眞空中之速度 $\vec{c}$ 與在物質中之速度 $\vec{v}$ 之比值稱爲物質之絕對折射率（ *absolute index of refraction* ），以 n 表之，此爲描述物質性質與電磁波之關係的一個有用觀念，故

$$n = \frac{c}{v} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}\sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}}$$

但 $\epsilon/\epsilon_0 = \epsilon_r$ 且 $\mu/\mu_0 = \mu_r$，式中 ϵ_r 及 μ_r 爲介質之相對容電率及相對導磁率，則

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_r\mu_r} \quad （絕對折射率）$$

一般而言，傳輸電磁波之大部分物質之 μ_r 甚近於 1，則可作一滿意之近似寫爲

$$n \approx \sqrt{\epsilon_r}$$

若折射率由其他法得到（可以辦到），則此式可提供一簡單之實驗法以求物質之相對電容率，由此法得到之 ϵ_r 值與其他別的度量法所得者一致，而使此理論奠下一令人滿意之基礎。

ϵ_r 爲一視電磁場頻率所定之數量，因此折射率視波之頻率而定，因而亦視波長而定，如圖 9－20 所示之情況，圖中 ω_1、ω_2、……爲物質之某特性頻率，是故物質中電磁波之相速度（ *phase velocity* ）

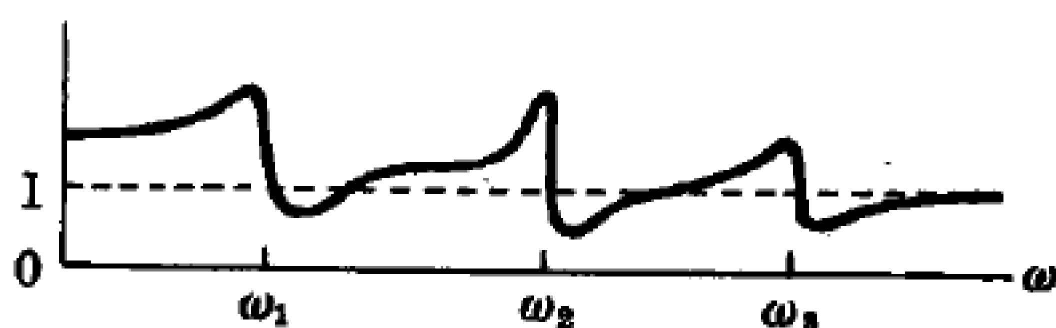


圖 9－20
折射率隨頻率及波長之變化

$$v=\frac{c}{n}$$

亦視輻射頻率而定，因此電磁波在物質中傳播時產生色散，此即，一脈動含有幾種頻率，因各分量以不同之速度前進，故將會產生失眞(*distortion*)。

注意，n大於1，因而v小於c，但是在特性頻率附近的某些頻率時，其n稍小於1，因而v大於c，在此情況下，一電磁訊號可能以一大於c之速度傳送，這顯然與由羅倫茲變換(*Lorentz transformation*)及相對性原理(*relativity principle*)推導之結果互相矛盾，然而經布里元(*Brillouin*)、左末菲(*Sommerfeld*)及其他的人仔細分析(此爲一數學相當繁雜之分析)一電磁訊號之傳送的結果，顯示一訊號不可能以一大於c之速度傳送。

當n大於1時，v小於c，則一發射電磁波之帶電粒子q，在介質中運動之速度v_q可能大於電磁波之相速度v，此相當於一流體中之馬赫波(*Mach wave*)之情況，則電磁波沿錐面傳播，其與傳播方向所夾之角α爲

$$\sin\alpha=\frac{v_q}{v}$$

這些波稱爲契忍可夫輻射，因波前傳播之有效方向與帶電粒子之速度有關，故契忍可夫輻射可用以度量粒子之速度。廣作此用途以實驗高能粒子之儀器叫契忍可夫探測器(*Cerenkov detectors*)。

【契忍可夫輻射器】(Cerenkov radiator)

任何的透明物體只要有帶電粒子以相當大的速度在其中運行，都可以稱爲契忍可夫輻射器，這透明物體可以是氣體、液體甚至固體，而且帶電粒子可以是任何種類的粒子，關鍵所在是帶電粒子的速度，只要它超過光在物體中的速度，就有線型偏振光產生，如低於光速，就沒有光出現了。

當一個電子或其他帶電粒子通過一塊玻璃時，它扭曲了在其經過路

徑上接近它的原子中電荷的分佈，當它通過後，這種扭曲又回復原狀，假如這電子運行得很慢，原子中電場扭曲的增大和減弱就無法引起電磁輻射，因爲幾百個被扭曲的原子型式是球對稱（*spherical symmetry*），所以也就沒有輻射產生，若電子速度很大，比方說十分之一的光速，則這型式變成圓柱對稱（*cylindrical symmetry*），顯得首尾不對稱，甚至在這種情況下，仍無輻射產生。這是因爲發生於這型式不同部分不同的惠更斯微波（*Huygens wavelets*），對遠方觀察點而言，產生破壞性干擾所致，然而，當電子速度大於光在這物體中進行的速度時，這些微波會在某些方向相加成，因而光被放出，其所允許的方向相當於角錐的直線單元（*straight elements*）的方向。

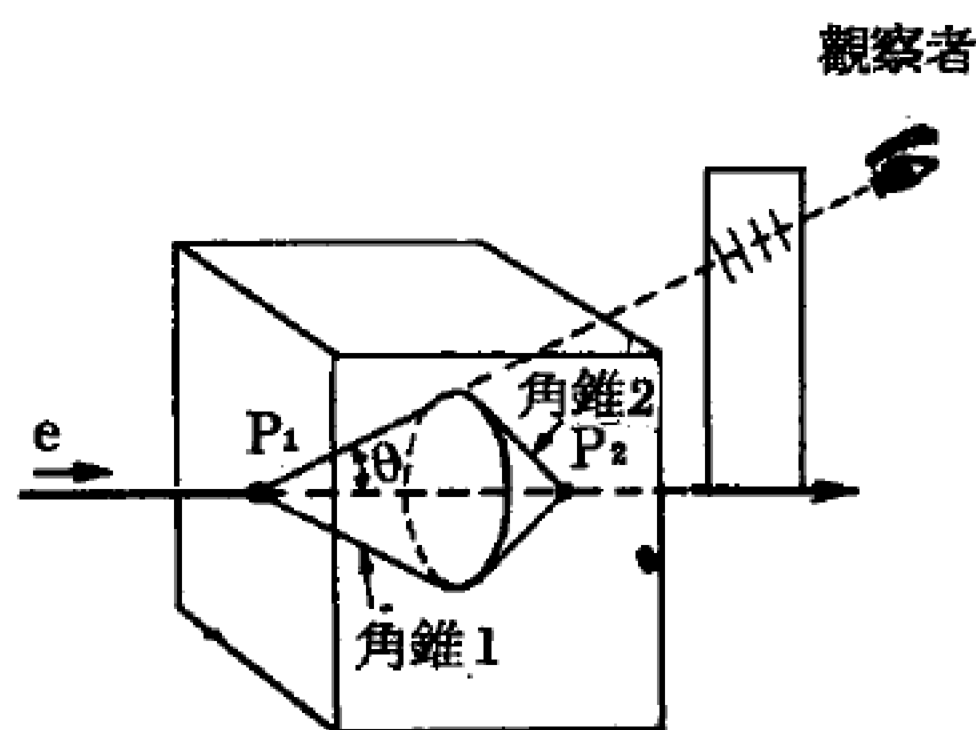


圖 9－21

電子在透明物體中產生的契忍可夫輻射，電子由 P_1 點進入物體，在 P_2 點通過物體，光傳遞方向平行於角錐 1 的直線單元，其波前造成角錐 2 ，電振動方向位於觀察者與電子路徑的平面上

從圖 9－21 的角錐 1 可以看出，角錐的半角度 θ，可以藉電子路徑上兩點 P_1 及 P_2 作惠更斯微波的製圖得出；這些微波的半徑可以由玻璃的折射係數 n，電子從 P_1 到 P_2 的時間（假設電子的速度爲 v）以及光在物體中的速度 c/n 等數據求出。由圖中可以看出：

$$\theta = \cos^{-1}(c/nv)$$

電子最大可能的速度爲 c，因此 θ 的最大值爲 $\cos^{-1}(1/n)$。這值對具有 1.5 折射係數的玻璃而言，大約爲 48°，假如電子速度小於 c/n，則無輻射產生。

垂直於輻射傳播方向的波前（*wave front*）是呈角錐形的，就是

圖中的角錐2。

契忍可夫輻射的電振動方向對位置不同的觀察者而言是不一樣的。位於角錐軸上方或下方的觀察者所觀察到的振動方向是在一個垂直平面上，而在另一邊的觀察者卻發現振動方向是位於水平面上，這裏有一個適用的判斷方法：振動方向是在包括了觀察者與電子行進路徑的平面上，這理由是：每一個單獨原子的扭曲軸應該在包含了這原子以及電子行進路徑的平面上。

契忍可夫輻射器是個高能物理實驗中理想的速度計（*speedometer*）。一個充滿氣體的契忍可夫輻射器可以用來極靈敏的區別速度高於光在眞空中進行速度百分之九十九的粒子和低於這速度的粒子，只要調整氣體的壓力，檢驗者幾乎可以隨心所欲地區別出所要求的起始速度值（*threshold speed*）。

【威木赫士特起電機】（Wimshurst electrical machine）

應用靜電法可以簡單的產生數萬伏特程度的高電壓。在相對的兩張玻璃板或塑膠板等絕緣圓板上，以放射形張貼各別絕緣的金屬箔。兩張板共有同心軸，轉動轉把，兩張則以相反方向轉動。如圖9—22。

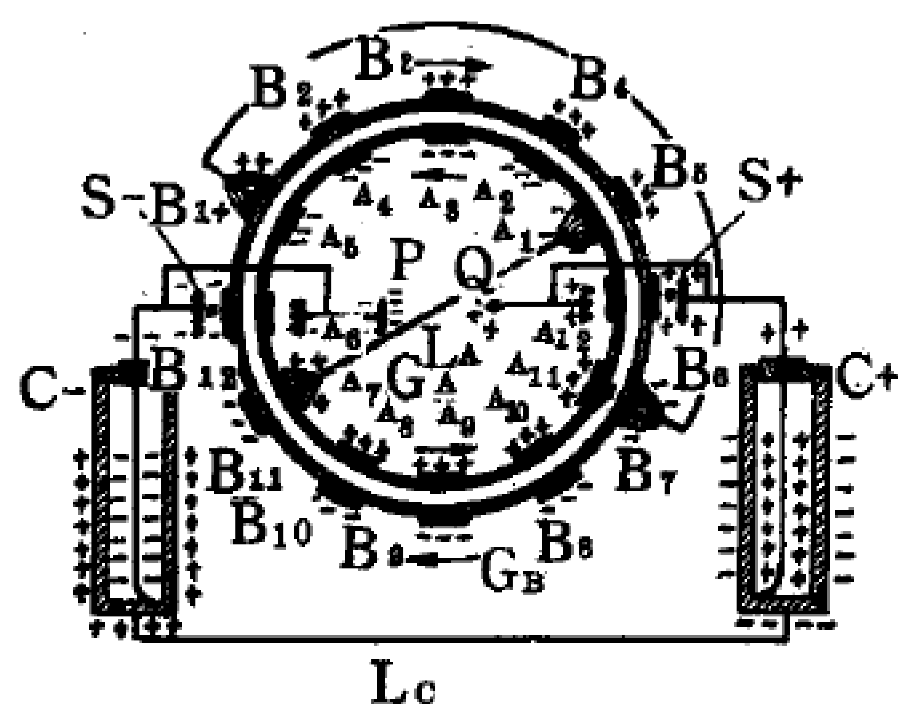


圖9—22

感應刷子桿兩端的刷子各與金屬箔接觸。與此兩個刷子接觸的兩張金屬箔將在同一圓板上，並以圓板中心爲對稱中心的對稱位置處。如與此兩張金屬箔相對的另一面圓板上金屬箔帶有電荷，刷子桿將使在刷子兩端處金屬箔上，由靜電感應分別產生正、負電荷。

圖9—22爲表示此作用的原理圖。A_1、A_2、……、A_{12}與B_1、B_2、……、B_{12}等爲相對的金屬箔，各圓板則向箭頭所示方向轉動。如開始時在A_1與A_7上產生感應電荷，此金屬箔轉到A_5、A_{11}位置時則在相

對面的B_1、B_r上引起靜電感應，繼續轉動圓板則可連續發電。將所產生的電經S貯儲於來頓瓶（*Leyden jar*）。

【威格納】（Eugene Paul Wigner 1902-）

1902年十一月十七日生於匈牙利首都布達佩斯。1925 年在柏林工業大學得工程博士學位，後改行研究理論物理。1937年入美國籍，1938 年擔任普林斯頓大學數學物理教授迄今。威格納首先將數學中的群論應用到量子力學，首先引入宇稱性（*parity*）的觀念，對原子核物理學有很大的貢獻。他是費米在 1942 年主持第一次核子連鎖反應的得力助手，1958 年獲美國原子能委員會費米獎，1960年與西拉德（*Leo Szilard*）合得原子能和平用途獎，1963 年獲諾貝爾物理學獎。其妹夫是英國物理學家狄悅克（*Dirac*）。

【威格納、蔡茲基胞】（Wigner-Seitz cell）

選擇一晶體的基胞有許多方法，其中一種可依照下述方法去選取：

1. 選擇一晶格點，連接此點及所有鄰近晶格的連線。
2. 作這些連線的垂直平分線或垂直平分面。

這些線或面所包含的最小的體積，稱爲威格納、蔡茲基胞。

【威爾遜】（Charles Thomson Rees Wilson 1869—1959）

英國物理學家，生於蘇格蘭，十五歲時即入曼徹斯特之歐文學院（*Owens College*）攻讀。1912 年發明霧室（*cloud chamber*），當高速的原子或原子核等粒子在霧室中行進時，沿其路程所生離子使水汽凝結成小滴，呈現粒子所經的徑跡，爲極有價值的研究儀器，威爾遜因此而獲 1927 年諾貝爾物理學獎。威爾遜也從事於大氣中的電荷及輻射的吸收等之研究。

【威爾遜霧室】（Wilson cloud chamber）

一種可以觀察射線進行路徑的裝置。如圖 9 — 23 ，當活塞A急速向左拉動時，室內之空氣（或其他氣體）所含之水滴因急速膨脹而成過

飽和狀態。此時，如有 α 粒子由雲母薄片之窗口 W 射入，使室內之氣體游離成為離子，則過飽和之水汽會以離子為中心而凝結；隨離子之運動而形成軌跡（或霧跡）（*track*）。可由玻璃窗 G 以窺視之。軌跡之長短，即此 α 粒子在空氣（或其他氣體）中之射程（*range*）。帶電粒子如 β 粒子、質子、氘子等均可在雲室中形成霧跡。

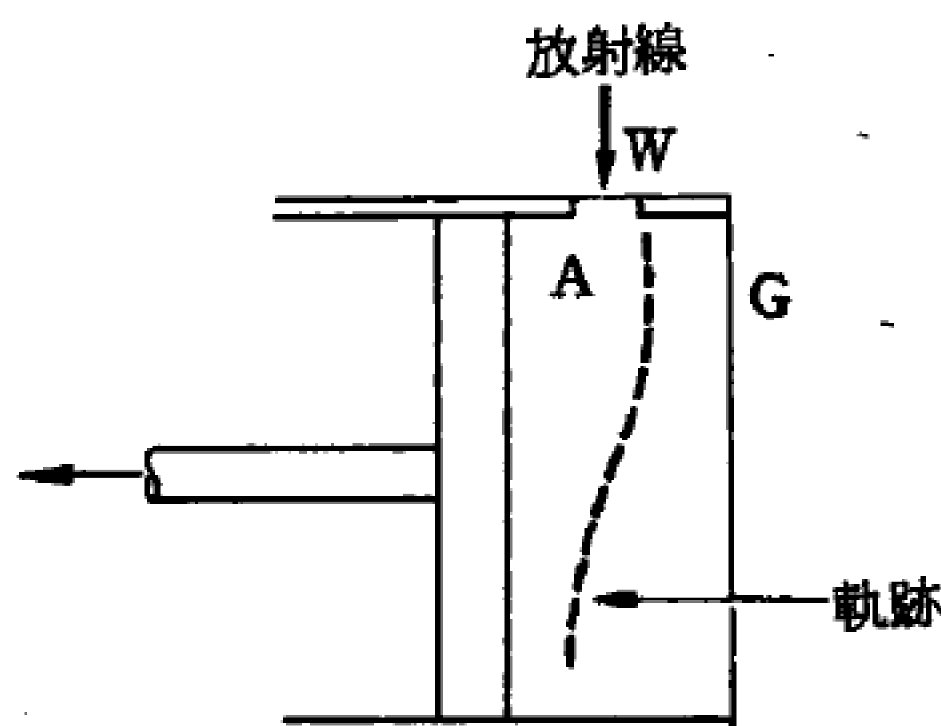


圖 9 — 23
威爾遜霧室之構造

此裝置可用於研究：(1)放射線之射程(2)游離密度(3)宇宙線(4)放射衰變過程(5)偶生現象（*pair production*）及新離子之發現等。

【室女星座】（Virgo）

在獅子星座（*Leo*）的後下方，另有一個叫做室女的星座（圖 9 — 24）。這星座中主要一星叫角（*Spica*），與大角和五帝星座一（獅子尾上一星）鼎足而三。這星座有正義之神的美稱。

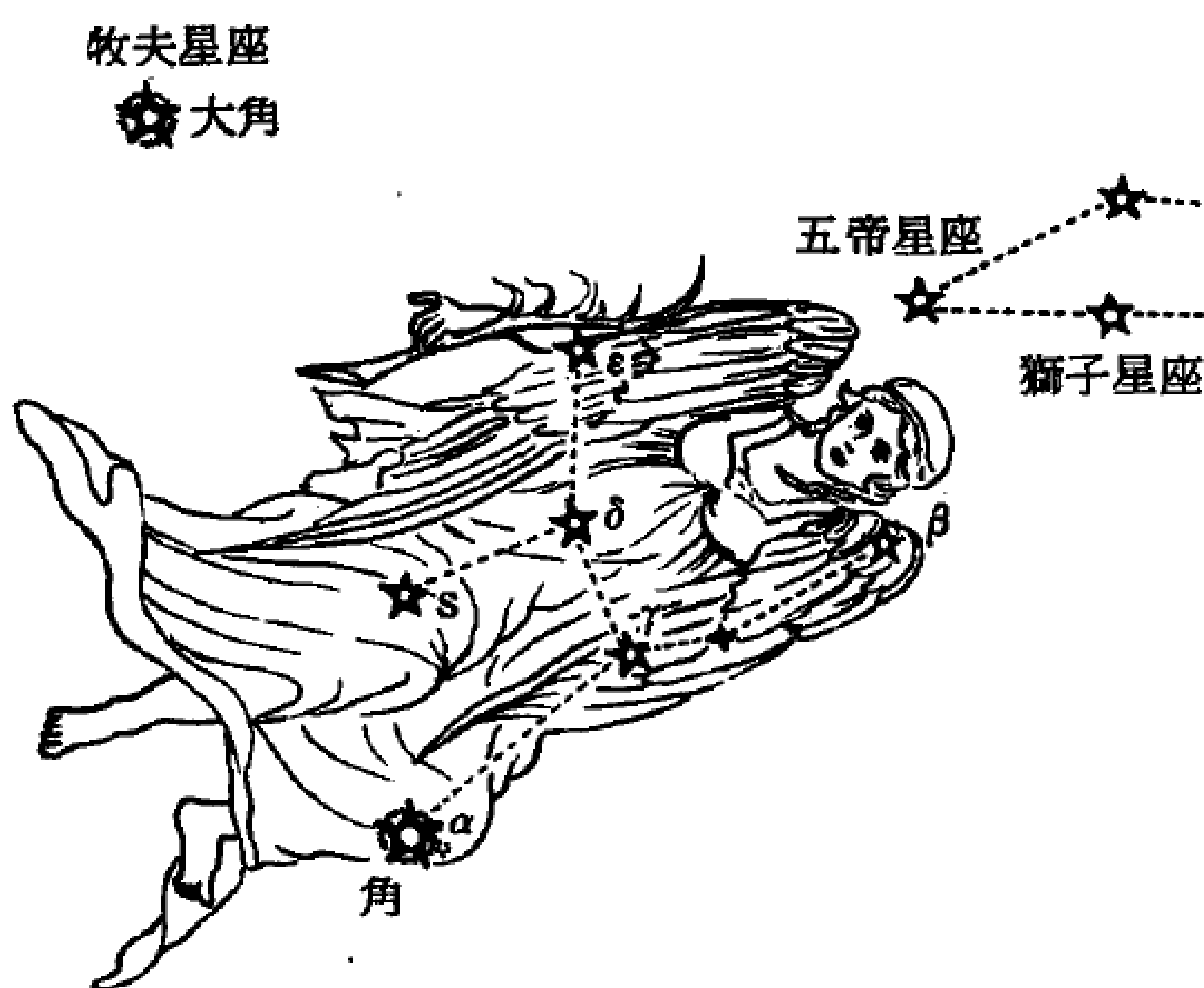


圖 9 — 24

【室內天線】（Indoor antenna）

在室內架設之接收天線。

【室外天線】（Out-door antenna）

指接收或發射天線掛在戶外者。

【度】(Degree)

度為一種量度的單位，通常用以表示溫度的高低、電能的單位及角的大小……等等。

1. 溫度的單位，攝氏溫度標定 $0^\circ C$ 為水之凝固點，$100^\circ C$ 為水之沸點，其間等分成100個間隔，每一個間隔便是一度。在華氏溫度標中則因冰點與沸點間有180個間隔，故華氏溫度一度為攝氏溫度 $\frac{5}{9}$ 度。

2. 商業上所使用電能的單位，一度即為一仟瓦特的電功率，在一小時內所作的功，1度＝1仟瓦小時＝3.6×10^6 焦耳。

3. 計算圓弧及角之單位，圓周 $\frac{1}{360}$，為弧度之一度，一度之弧所對之中心角，為角度之一度。每度60分，每分60秒。

【度規係數】(Metric coefficient)

由於廣義坐標的因次不一定和長度的因次相同（例如柱面坐標中的角度 ϕ ），所以在表示沿該等坐標增加方向的位移時，必須將坐標增量 dx_i 乘以適當的係數，這種係數稱為度規係數。它們的值由坐標的幾何性質決定，例如柱面坐標中，z 方向的位移即為 dz，故其度規係數等於1；但 ϕ 方向的位移應為 $rd\phi$，所以它的度規係數是 r。

【度規張量】(Metric tensor)

在 n 維幾何空間中，其線素的平方定義為

$$ds^2 = g_{ij}\ dx^i\ dx^j$$

g_{ij} 稱為度規張量。在瑞曼幾何（*Riemann geometry*）中，度規張量有對稱性，即

$$g_{ij} = g_{ji}$$

度規張量由坐標系的選擇，有不同的形式，例如在歐氏三維空間，選擇直角坐標時，其線素為

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2$$

此時

$$g_{11}=g_{22}=g_{33}=1$$

又選擇極坐標時

$$ds^2=dr^2+r^2d\theta^2+r^2\sin^2\theta d\phi$$

此時

$$g_{11}=1$$

$$g_{22}=r^2$$

$$g_{33}=r^2\sin^2\theta$$

$$g_{ij}=0\ ,\ i\neq j$$

若在彎曲空間中（瑞曼空間），g_{ij} 即使在直角坐標亦並非常數。以在平常的三維空間中的二維曲面爲例，$g_{\alpha\beta}$ 可以由下式求之，已知

$$ds^2=dx_1^2+dx_2^2+dx_3^2=\overrightarrow{dx}\cdot\overrightarrow{dx}$$

設二維曲面的坐標爲 u_1、u_2，且 $\overrightarrow{x}=\overrightarrow{x}(u_1,u_2)$

則

$$\overrightarrow{dx}=\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_1}du_1+\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_2}du_2$$

$$ds^2=\left(\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_1}du_1+\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_2}du_2\right)\cdot\left(\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_1}du_1+\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_2}du_2\right)$$

$$=g_{\alpha\beta}\,du_\alpha\,du_\beta \qquad (\alpha,\beta=1,2)$$

可以算出 $g_{\alpha\beta}$ 的形式爲

$$g_{\alpha\beta}=\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_\alpha}\cdot\frac{\partial\overrightarrow{x}}{\partial u_\beta}$$

這是二維曲面上的度規張量。此二秩對稱張量適合張量的變換公式，且所有瑞曼幾何的幾何量和公設均與此有關，所以又稱爲基本張量。這是協變張量。另外的抗變張量（*contravariant tensor*）g^{ij} 可由 g_{ij} 定義之

$$g_{ij}\,g^{ik}=\delta_j^k$$

式中 δ_j^k 是

$$\delta_j^k = \begin{cases} 0, & j \neq k \\ 1 & j = k \end{cases}$$

由下式可得g^{ij}，其定義是

$$g^{ij} = \frac{g_{ij}\text{的子行列式}}{|g|}$$

式中$|g|$爲g_{ij}的行列式。此張量式在張量分析中很重要。

【建設性干涉】(Constructive interference)

假設兩輻射源(或光源)的距離爲d，觀測點P到兩輻射源的距離分別爲r_1和r_2(見圖9—25)，且

$$r_1, r_2 \gg d \qquad r_1, r_2 \gg \lambda$$

第一個條件，使得幾何關係簡化了。兩波(光)程差約可被寫成

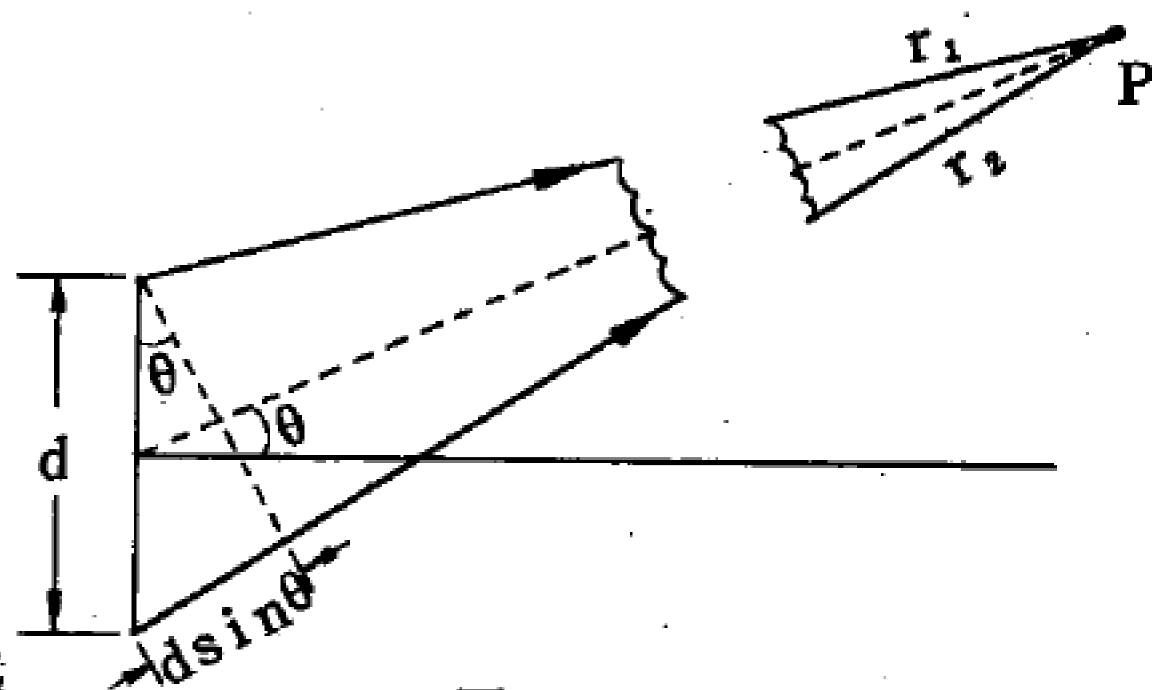


圖 9 — 25
兩偶極輻射之干涉的幾何關係

$$r_2 - r_1 \approx d \sin\theta \qquad (1)$$

第二個條件，表示輻射電場隨$\frac{1}{r}$減弱的因數可以被忽略不計；即我們可以利用下式來表示電場

$$E(t) = E_0 \cos(wt - kr + \phi_0)$$

而視其中的E_0爲一常數。也就是說，兩輻射源在P點所產生的電場分別爲

$$E_1(t) = E_{10} \cos(wt - kr_1 + \phi_1)$$

$$E_2(t) = E_{20} \cos(wt - kr_2 + \phi_2)$$

其中的振幅E_{10}, E_{20}可以各不相同，起始相位ϕ_1, ϕ_2也是任我們選擇的。根據重疊原理(*principle of superposition*)，P點所觀測到的總電場爲

$$E(P, t) = E_1(t) + E_2(t)$$

$$= E_{10}\ cos(wt-kr_1+\phi_1)+E_{20} cos(wt-kr_2+\phi_2)$$

由此，即可進一步去推求訊號的強度$\dot{I}(P)$

$$I(P)=\frac{C}{4\pi}\langle E^2(P,t)\rangle$$

式中的括號< >，代表一週期的平均值。例如，一時間的週期函數A的一週期平均值爲

$$\langle A\rangle=\frac{1}{T}\int_{t_0}^{t+T} Adt$$

$$=\frac{1}{2\pi}\int_{\phi_0}^{\phi_0+2\pi} Ad\phi$$

如果再利用以下的三角恆等關係

$$2\cos A\cos B=\cos(A-B)+\cos(A+B)$$

$$\int_{\phi_0}^{\phi_0+2\pi}\cos\phi\, d\phi=0$$

$$\frac{1}{2\pi}\int_{\phi_0}^{\phi_0+2\pi}\cos^2\phi d\phi=\frac{1}{2}$$

我們就可以得到這樣的結果（假定E_{10}的方向與E_{20}的方向相同）

$$\langle E^2(P,t)\rangle=\frac{E_{10}^2}{2}+\frac{E_{20}^2}{2}+E_{10}E_{20}\cos[k(r_2-r_1)-(\phi_2-\phi_1)]$$

又根據（1）式，因光的行程差而得來的相位差爲

$$\phi(\theta)=k(r_2-r_1)\approx kd\ sin\theta=\frac{2\pi}{\lambda}d\sin\theta$$

再將原有的相位差用$\alpha=\phi_2-\phi_1$表示，則P點的訊號強度爲

$$I(P)=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\ cos[\phi(\theta)-\alpha]$$

由此可知，兩輻射器在P點的總效應，除了各強度$I_1=\frac{E_1^2}{2}$，$I_2=\frac{E_2^2}{2}$的和之外，還有一項稱爲干涉效應的項。這是和僅將兩個強度相加所不同的地方。如果這干涉項是正的，則稱爲建設性干涉，或相長性干涉；反過來，如果是負的，則稱爲破壞性干涉或相消性干涉（*destructive*

interference)。

【廻旋加速器】(Cyclotron)

廻旋加速器即所謂之原子潰裂器。這是由美國物理學家勞倫斯(*Lawrence*)於1930 年設計完成。他是根據電子在磁場中運動時路徑發生偏折之原理，使帶電粒子受一定磁場及交變靜電場合成力的作用下運動，以加速度循螺線進行，待能量增大後，將此高能粒子導向加速器的靶，衝擊靶物質便發生核反應。

圖 9 — 26 是廻旋加速器的簡圖，包括兩個銅質D形電極(*dees*) D_1 及D_2，離子的運動空間約爲10^{-6} 毫米水銀柱之眞空(若不爲眞空則離子將連續與空氣分子碰撞)。D_1 及D_2 互相絕緣置於一強大均勻磁場內。離子源S位於此二極之間。一個大約爲10^4 伏特的交流電源(由高頻交流振盪器供應)被接於D_1 及D_2 上，使D形電極之空隙產生加速電位差，其電位差方向每秒鐘改變達數百萬次。

設一帶正電離子自離子源S射出後，若D_1 爲負極，則離子向此極加速，並進入D_1中，進入後，因D形極金屬壁之屏蔽作用而不受電力影響，以等速前進，故在D_1 內作半圓周運動，當經過二D的間隙時，因受高電場的作用得到一次加速，當粒子經半圓周路線，再至D的間隙時，交流電開始轉變方向，使粒子又得到一次適當的加速。如此重複不斷的加速，粒子的能量漸漸增大

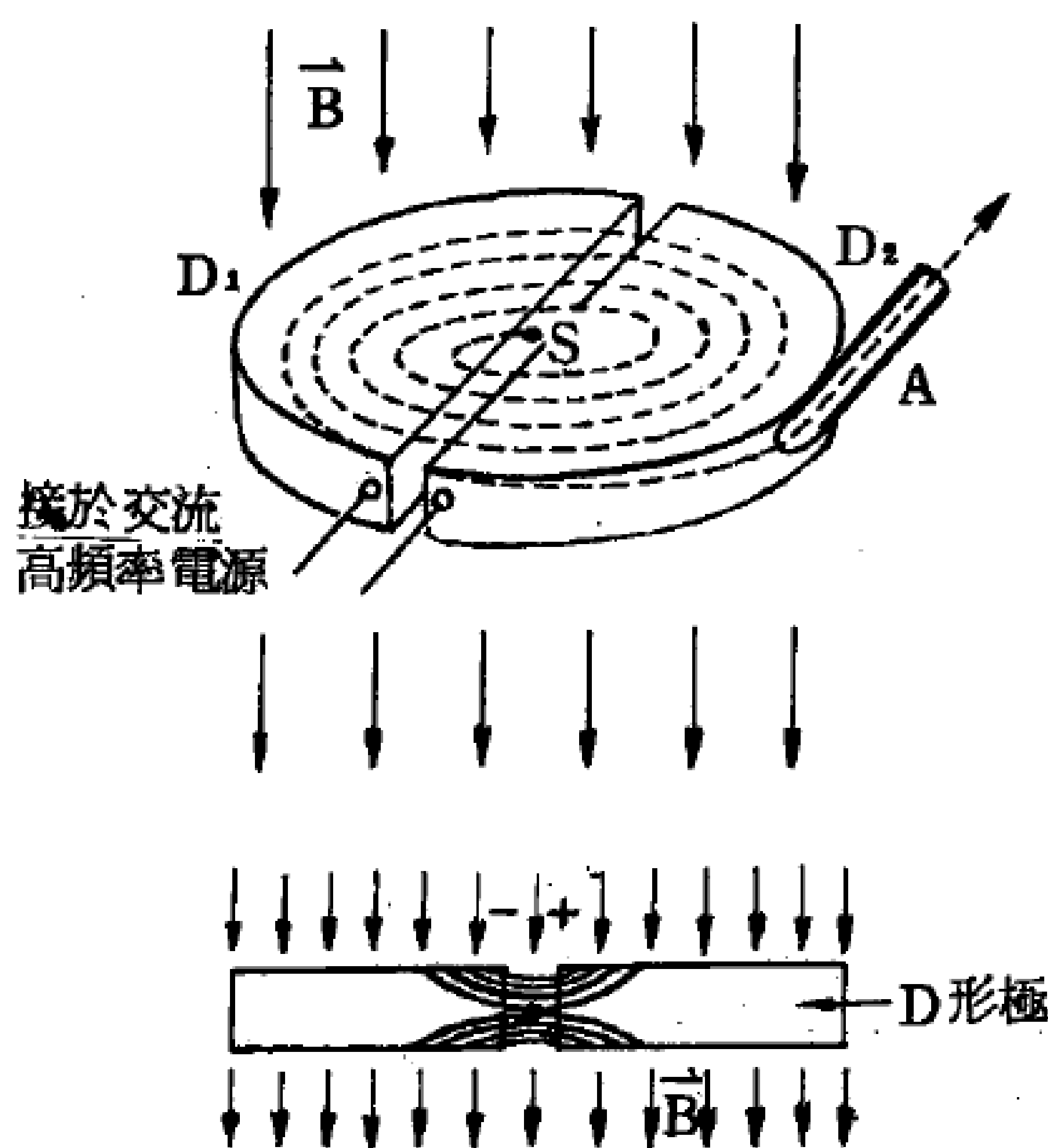


圖 9 — 26
廻旋加速器的主要部分，點線表示離子的路徑

，同時圓周運動的路徑也隨之增大，故粒子的路線形成螺旋形，最後粒子達到D的邊緣，為一個帶負電的致偏器（ *deflector* ）所吸引，而延切線方向射出。

若以q表離子電荷，B表磁場，v表離子速度則磁場對離子所施之力可由下式求得　　$F = B q v$

依據右手定則，F之方向與磁場及v之方向互相垂直，故離子循半徑r成一圓周運動，其半徑大小可依上式求出。

因　　$$F = m\frac{v^2}{r}$$

故　　$$r = \frac{mv}{qB}$$

或　　$$v = \left(\frac{q}{m}\right) B r$$

因此，若v為最大值時其動能為

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} q \left(\frac{q}{m}\right) B^2 r^2$$

此式顯示動能的值依據離子的質量與電荷數、磁場的強度以及離子運動的半徑而定。但與加速的電位無關。即當電位差小時，離子在獲得最後能量之前，廻旋次數必多，但是當電位差較大時，僅須廻旋數圈即可獲得相同的能量。

廻旋加速器可加速質子、氘子及α粒子等，加速最大的能量可達三千萬電子伏特，它同時也被科學家用來製造放射性同位素，以及迄今未知的元素。這種工作是將天然的物質製成靶，放在加速器中，再用質子或重氫（ $^{2}_{1}H_{2}$ ）加以照射，而後再研究經過照射後原子核的特性。

例如用來作原子彈原料的鈽（ ^{239}Pu ），這種可分裂的元素，就是最初勞倫斯用廻旋加速器把鈾 - 238（ ^{238}U ）用重氫打擊後而獲得的。就因為對廻旋加速器的發展有卓越的貢獻，使得勞倫斯教授獲得 1939 年諾貝爾物理獎。

但此廻旋加速器，對於粒子所能加速而獲得之能量，在理論上有一極限。此極限是依據相對論（*relativity*）的原理而來。即在相對論中，對粒子質量的校正爲　　$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$

上式中m_0是靜止質量（*rest mass*），即粒子的速度爲零時之質量。v是粒子的速度，c是光速。一旦

$$\sqrt{1-v^2/c^2}$$

不趨近於1時，質子就無法及時趕到夾縫，來接受加速的作用了。

因此，在傳統的廻旋加速器中，若在半徑較大的地方增加磁場強度，來補償粒子質量的增大。則磁場的形狀會使得粒子束無法集中，而且無法達到所需的能量。這種散發的缺點，可在磁場強度中導入方位變化（*azimuthal variation*）而可免除，依此設計的稱爲同步廻旋加速器。（*synchro-cyclotron*）可將粒子的動能加速至接近粒子的靜止質量能量（*rest mass energy*）（約1 *BeV*）。

【廻旋加速器靶體】（Cyclotron target）

廻旋加速器裏承受高能粒子衝擊的材料。

【廻旋共振】（Cyclotron resonance）

金屬對電磁波有趨膚效應（*skin effect*）。通常金屬表面的自由電子受電磁波的磁場影響，而生成的廻旋半徑都大於趨膚深度（*skin depth*）。若金屬表面自由電子的廻旋週期是電磁波週期的整數倍時，電子每次到達趨膚深度時，都會因電磁波的作用而加速，這就是廻旋共振。其重要性在於共振時，金屬表面電阻能生突變，因此可由實驗測得共振週期。能參與共振之電子的波動向量都是接近費米面（*Fermi surface*）的。因共振週期與自由電子速度有關，而其速度又與電子波動向量的費米面有關，也可說由此法可測知金屬的費米面形狀。由式子

$$\hbar\frac{dk}{dt}=-\frac{e}{c}V\times H$$

$$\frac{dk}{dt}=-\frac{e}{\hbar^2 c}\nabla_K E_F\times H$$

$$T=\oint dt=\frac{\hbar^2 c}{eH}\oint\frac{dk}{\nabla_K E_F}$$

故若由實驗測知週期 T，就可推得費米面的形狀。

【迴旋頻率】(Cyclotron frequency)

試考慮一帶電粒子在一均勻磁場中的運動，所謂均勻磁場，即指一磁場中所有各點的磁場強度及方向均相同。爲簡單起見，首先，讓我們考慮一粒子係在垂直於磁場的方向上運動，如圖 9－27 。因爲粒子所受的磁力與其速度相垂直，故磁力只改變粒子的運動方向而不改變其速度的大小，以致粒子的路徑形成一圓。

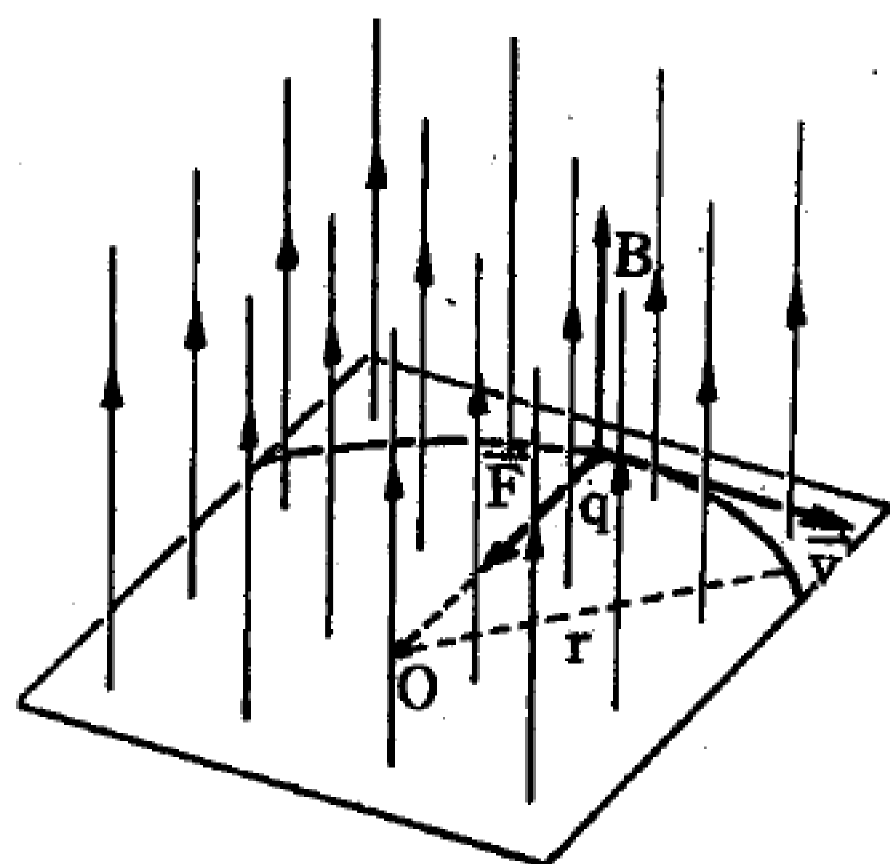


圖 9 — 27

電荷之運動方向與一均勻磁場相垂直時其路徑爲一圓。

由圓周運動的加速度爲一向心加速度可得

$$m\frac{v^2}{r}=F=\frac{q}{c}vB$$

或者

$$r=\frac{mvc}{qB} \qquad (1)$$

(1)式告訴我們粒子圓形路徑的半徑與粒子的線動量成正比，而與磁場的強度成反比，且粒子的曲率亦與粒子之線動量有關。能量愈大；路徑半徑愈大；曲率也就愈小。因爲粒子做圓周運動時的角速度與其線速度間的關係爲 $v=\omega r$ ，故由(1)式可知

$$\omega=qB/mc$$

用向量表示時，此式可被寫成

$$\omega=-\left(\frac{q}{m}\right)\left(\frac{B}{c}\right) \qquad (2)$$

因此，粒子運動的角速度與其線速度的大小無關，而只與粒子的 q/m 的比值及磁場的強度有關。單位時間內粒子旋轉的次數 ν 爲

$$\nu=\frac{\omega}{2\pi}=\frac{1}{2\pi}\left(\frac{q}{m}\right)\left(\frac{B}{c}\right)$$

我們稱 ν 爲質點在此均勻磁場內運動的廻旋頻率。

由（ 2 ）式可知質點旋轉的方向與其所帶電荷的正負電性有關，因此，我們可以根據一離子在磁場運動時，其路徑的偏向來決定它所帶電荷是正的或是負的。

【廻路定理】(Loop theorem)

經一完全廻路所遇到的電位改變的和爲零，此稱爲廻路定理。此定理僅是電路中能量守恆定律的特別陳述方法。

【廻線】(Loop)

指閉合電路。

【廻轉引擎】(Rotary engine)

一般的引擎都是傳統的往復式引擎，燃料在汽缸內燃燒推動活塞作

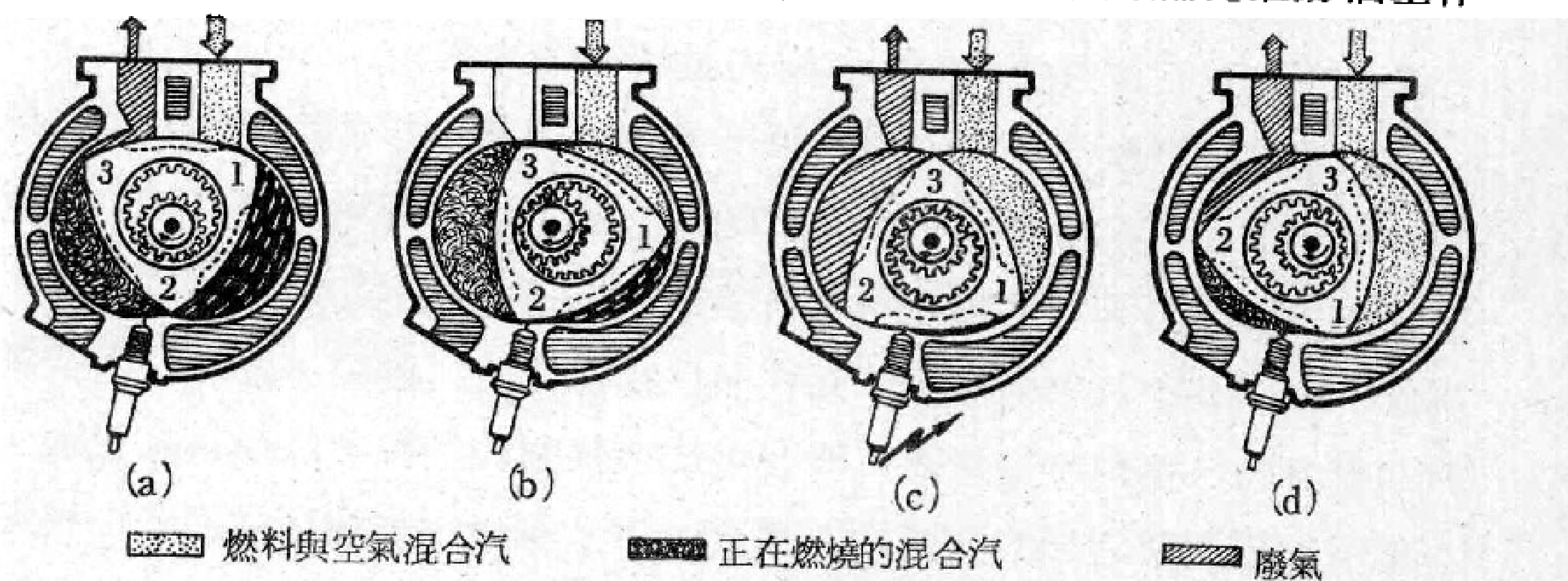


圖 9 — 28　溫格爾廻轉引擎

直線往復運動，這種運動再經由連桿和曲柄軸，轉變爲廻轉運動，但德國人溫格爾（ *Wankel* ）發明的引擎卻是在汽缸內直接產生廻轉運動，由此可以減低振動、噪音及節省空間。

溫格爾的廻轉引擎係利用一個略成三角形的轉子（ *rotor* ）在一個略成“ 8 ”字形扁圓缸內作偏心旋轉，有一般引擎的進氣、壓縮、動力、排

氣等四衝程循環，但沒有一般引擎的活塞、閥與連桿。轉子係由外接齒輪及內接齒輪組裝於曲柄軸上，轉子在扁圓缸內偏心旋轉時，轉子的三個凸部與扁圓缸壁密接。其操作原理如圖9—28。(a) 進氣自1與3之間開始，壓縮在1與2之間發生；動力在2與3之間產生；排氣在3與1之間完成。(b)進氣在1與3之間繼續；壓縮在1與2之間繼續；動力在2與3之間完成。(c)進氣在1與3之間完成；火花在1與2之間產生，排氣在2與3之間發生。(d)進氣在1與3之間完成；動力在1與2之間產生；排氣在2與3之間繼續。

轉子每旋轉一週有三次動力衝程，發動機輸出動力幾乎是連續的。此種發動機早期的實驗模型，在轉子凸部與扁圓缸壁之間之封閉問題發生困難，現在此問題已經獲得解決。

繼溫格爾之後一個年輕的美國汽車專家兼業餘摩托車選手卡羅(*Bob Karol*)，曾展示出一種設計大膽的新式引擎的小模型，這種引擎可能會在未來的歲月裏，向溫格爾的迴轉引擎挑戰。

和溫格爾引擎一樣。卡羅引擎也是利用廻轉的方式發生作用；這是說，燃料釋放出來的能量，直接轉變爲迴轉運動。不過卡羅引擎和其他廻轉式引擎不同，它把傳統內燃引擎很多公認的優點都保留了下來。例如，在標準的汽車引擎裏，圓柱形活塞進行往復運動，逐漸吸入空氣汽油混合物、壓縮、電氣點火激發爆炸後推動曲柄軸，然後排除廢氣。在像溫格爾引擎之類的廻轉式引擎裏，這些步驟不是利用活塞的往復運動，而是利用轉子的廻轉運動來完成。轉子在一個具有特殊形狀的空室裏旋轉：吸氣、壓縮、點燃、排氣。卡羅認爲，他設計的這種新式廻轉引擎，包含了往復式引擎和廻轉式引擎兩者的優點：由一個部分球形的大轉子組成，內有兩個並排活塞，在互相垂直的方向上滑動。

卡羅引擎的設計雖然複雜得像工具機，它的作用卻非常簡單。和普通引擎的活塞不同，卡羅引擎的活塞具有兩個端面，而且並列著的兩個

活塞，彼此的作用也大不相同。一個活塞是用來吸入空氣。另一個活塞則用來傳出動力；引擎的所有爆炸過程都在這個動力活塞的汽缸裏發生。所以，曲柄軸和轉子，實際上就是由這個動力活塞的運動來帶動的。

當吸氣活塞的一個端面通過引擎罩的氣孔，並且把空氣吸入活塞汽缸內的時候，引擎的循環即已開始（見圖 9 — 29 *(a)* ）。在同一個時間內，吸氣活塞的另一端面開始壓縮其汽缸內已有的空氣，使這些空氣進入引擎罩另一端的通道內。轉子正在轉動，空氣經由一個轉移孔而被壓入動力活塞的汽缸（見圖 9 — 29 *(b)* ）。轉子繼續轉動，動力活塞繼續壓縮空氣（見圖 9 — 29 *(c)* ）。當動力活塞的汽缸通過燃油噴孔的時候，壓縮空氣就和汽油霧粒混合（見圖 9 — 29 *(d)*）。動力活塞的汽缸徐徐接近點火栓，燃油空氣混合物遂被點燃（見圖 9 — 29 *(a)*）。燃燒氣體迅速膨脹，壓縮動力活塞，產生動力。前面這些步驟進行的時候，轉子

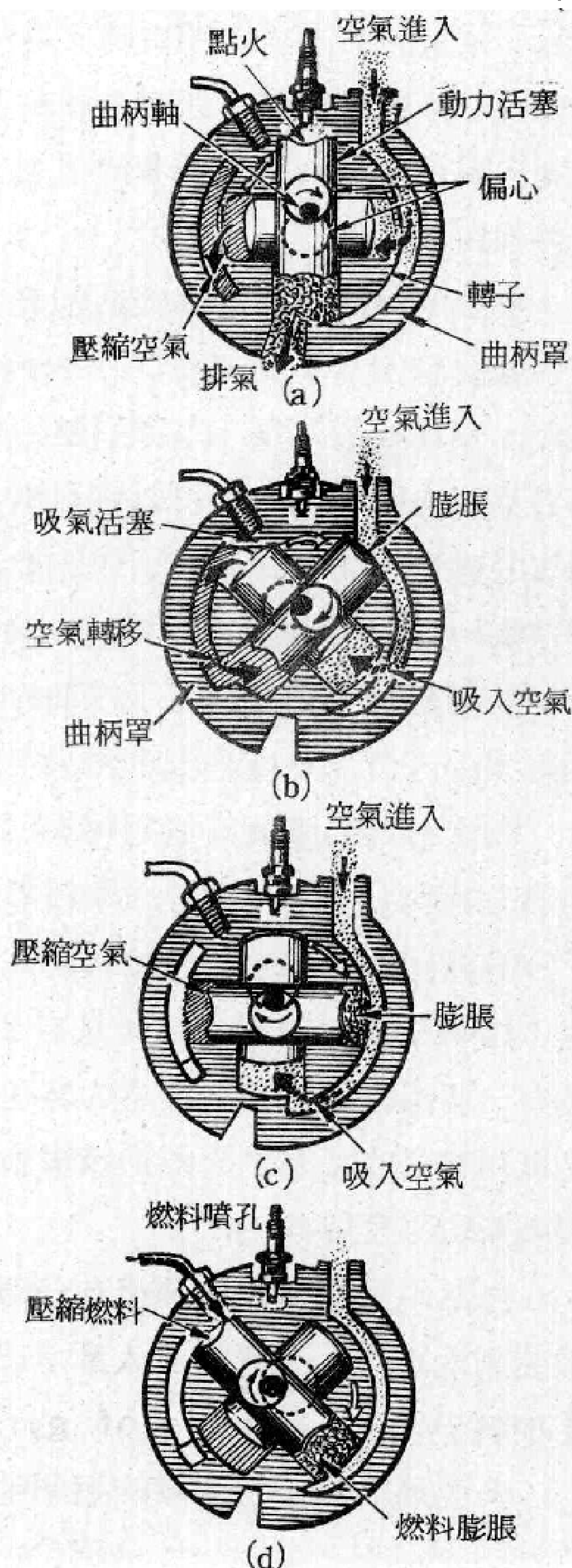


圖 9 — 29　卡羅迴轉引擎

一直在不停的轉動（見圖9－29 (*b*)(*c*)(*d*)）。最後，當動力活塞的汽缸通過引擎罩的另外一個開口時，廢氣就被排出引擎（見圖9－29 (*a*)），在同時，吸氣活塞迅速吸入新鮮空氣（見圖9－29 (*b*)）。這種設計確實消除了兩個活塞的“多餘運動”。每個活塞的每個端面，在每個循環裏都在工作。

英國廻轉式引擎專家安斯德爾（*Richard Ansdale*）負責製造的一具卡羅引擎的“工作初型”（*working prototype*），已經接近完成的階段。安斯德爾認爲，卡羅引擎的特色是：兩個活塞，分工合作。解除動力活塞的吸氣工作，可以使引擎吸入更多空氣，而且使燃料在每個循環裏的燃燒時間，比傳統引擎的燃料燃燒時間要長。此外，吸入一股新鮮空氣，可以使廢氣在燃料加入之前，完全排除。安斯德爾解釋說，這種引擎的優點是：不但提高了汽油的使用效率，而且未燃的化學殘渣也會相對減少，化學殘渣是汽車污染空氣的主要原因。

和溫格爾引擎及其他廻轉式引擎一樣，卡羅設計的廻轉式引擎的活動部分極少（例如，卡羅引擎沒有經常會發生問題的閥）。卡羅引擎幾乎沒有振動，而且重量要比傳統式引擎輕得多。安斯德爾指出，能夠產生145匹馬力的卡羅引擎，只有27 吋長，18 吋寬。最後，卡羅引擎還有一個溫格爾引擎所沒有的特色：活塞和轉子的外形並不複雜，所以可以用普通的活塞引擎製造技術來生產。相反的，溫格爾引擎卻產生了很多新的工程問題。

雖然到目前爲止，還沒有一部全尺寸卡羅引擎的工作模型已經完成或裝到汽車上。不過許多人都承認這種引擎很有成功的希望。

【廻轉半徑】（Radius of gyration）

一物體對於一特定軸的廻轉半徑K之定義爲

$$MK^2 = I$$

式中M爲物體質量，I爲物體對該特定軸的慣性矩(*moment of inertia*

)。這是說：若該物體的質量集中於距該轉動軸K處，則MK^2代表該物體對該軸的慣性矩。下表是幾種對稱物體對某一定軸的K^2值。

物體和主軸	K^2	物體和主軸	K^2
細桿 L	$\frac{L^2}{12}$	圓環 R	R^2
圓柱 L R	$\frac{R^2}{2}$	R	$\frac{R^2}{2}$
L	$\frac{R^2}{4}+\frac{L^2}{12}$	圓盤 R	$\frac{R^2}{2}$
		R	$\frac{R^2}{4}$
平板 a b	$\frac{a^2+b^2}{12}$	圓球 R	$\frac{2}{5}R^2$
a b	$\frac{b^2}{12}$		

【廻轉換流機】(Rotary converter)

廻轉換流機常將交流電變爲直流電，但它亦可將蓄電池直流電變成117伏特交流電，這叫做反用換流器。廻轉換流機的構造與直流發電機

相似，如圖9—30。 僅多用二個滑環，相隔180度，連接在整流子的片段上。

【廻轉磁比率】(Gyromagnetic ratio)

按照原子核殼層模型的理論，原子核的磁雙極矩係最後一個奇數粒子所生。原子核磁雙極矩與其自旋量子數的關係爲 $\mu = gJ$

μ 是磁雙極矩，J 是總自旋。μ / J 之值即定義爲廻轉磁比率或 g 因數（*g factor*）。由自旋角動量而生的磁矩爲 $\mu_s = g_s S$

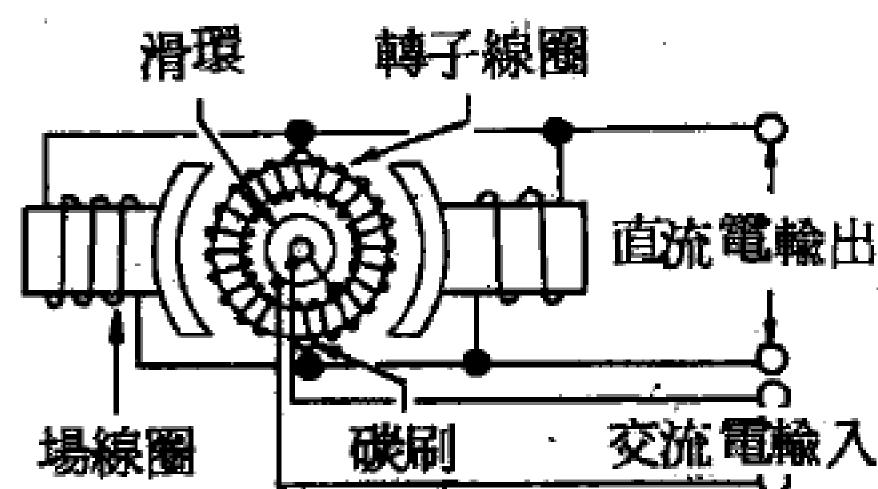


圖9—30

μ_s 以核磁元爲單位，S 是自旋量子數，以 $\hbar$ 爲單位。廻轉磁比率的值爲

$$g_{sp} = 5.5855 \quad （質子）$$

及

$$g_{sn} = -3.8270 \quad （中子）$$

同樣，對軌道運動，則爲 $\mu_e = g_l l$

l 是角動量，以 $\hbar$ 爲單位。廻轉磁比率的值爲

$$g_{lp} = 1 \quad （質子）$$

及

$$g_{ln} = 0 \quad （中子）$$

廻轉磁比率一般的定義爲一系統的磁矩與其角動量之比。例如一電子以角速度 ω 繞半徑爲 r 之圓周運動，其角動量爲 $m_e r^2 \omega$（m_e 是電子質量）。因爲電子帶有大小爲 e 之電荷，因此運動時即生成電流，沿軌道流動，此環形電流乃產生磁矩，大小爲 $\frac{1}{2}e\omega r^2$（M.K.S.單位制）或 $\frac{1}{2}e\omega r^2/c$（高斯單位制）。因此廻轉磁比率 $g_0 = \frac{1}{2}e\omega r^2/m_e r^2\omega = e/2m_e$（M.K.S.單位制）或 $g_0 = \frac{1}{2c}e\omega r^2/m_e r^2\omega = e/2m_e c$（高斯單位制）。

電子有 $\frac{1}{2}(h/2\pi)$ 的自旋角動量，與等於 $eh/4\pi m_e$ 的自旋磁

矩，因此它的廻轉磁比率$g = e/m_e c = 2g_0$。這個反常廻轉磁比率在古典力學中不能解釋，但卻是近世狄悅克電子理論所預測的結果。精密的實驗證實廻轉磁比率的因數精確值爲 2.002，此力量偏差係由於輻射效應（可由量子電動力學計算出）。

廻轉磁比率也常以上列定義之g_0 爲單位。在這種情況下，古典的電子繞圓周運動其廻轉磁比率是 1。於是一個電子的自旋廻轉磁比率依照狄悅克理論爲 2，其實驗值是 2.002。

廻轉磁比率偶爾被定義成角動量與磁矩之比。

【廻轉磁性與廻轉電性】(Gyromagnetic and gyroelectric media)

謂一廻轉磁性介質，其磁感$\vec{B}$與磁場$\vec{H}$有下列關係$\vec{B}=\mu\vec{H}$，其中μ爲一張量

$$(\mu)=\begin{bmatrix}\mu_1 & ik & 0\\ -ik & \mu_1 & 0\\ 0 & 0 & \mu_3\end{bmatrix}$$

同樣對一廻轉電性介質，電位移$\vec{D}$與電場$\vec{E}$有$\vec{D}=\epsilon\vec{E}$的關係，其中ϵ爲一張量

$$(\epsilon)=\begin{bmatrix}\epsilon_1 & i\epsilon^1 & 0\\ -i\epsilon^1 & G & 0\\ 0 & 0 & \epsilon_3\end{bmatrix}$$

【廻轉磁效應】(Gyromagnetic effect)

謂若一物質磁化後，必須某些量的角動量。

【廻轉器】(Gyroscope)

廻轉器構造如圖 9－31 可用來驗證角動量不滅定律。如果我們坐在一把可以旋轉的椅子上，手裏握著輪軸，軸上的輪子正在自轉，輪軸是水平的（見圖 9－32 ）。所以整個系統只對這個水平軸具有角動量。如果椅子的軸是無摩擦的，對於垂直軸的角動量就不能改變，也就是說永遠等於零。但是如果我們把輪子的軸轉成垂直，輪子就具有了對垂

直軸的角動量，而整個系統（輪子、我們自己和椅子）不可能具有垂直的角動量，所以我們的椅子就必須以輪子旋轉的反方向旋轉，來把輪子的垂直角動量抵銷掉。

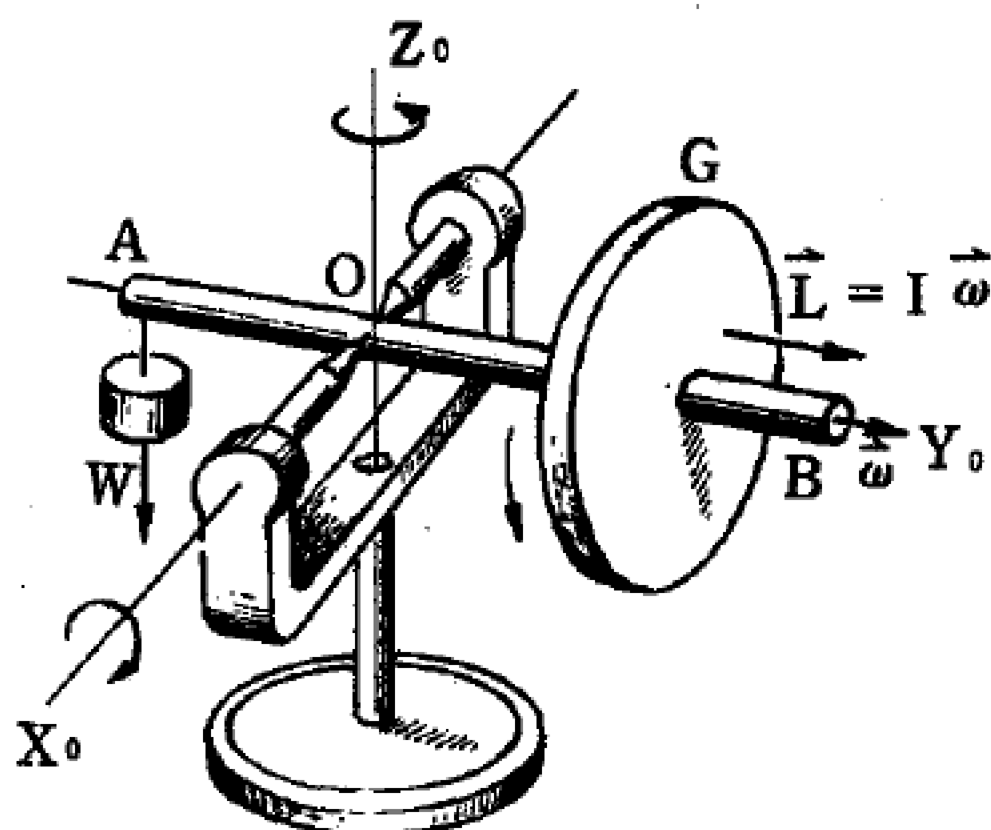
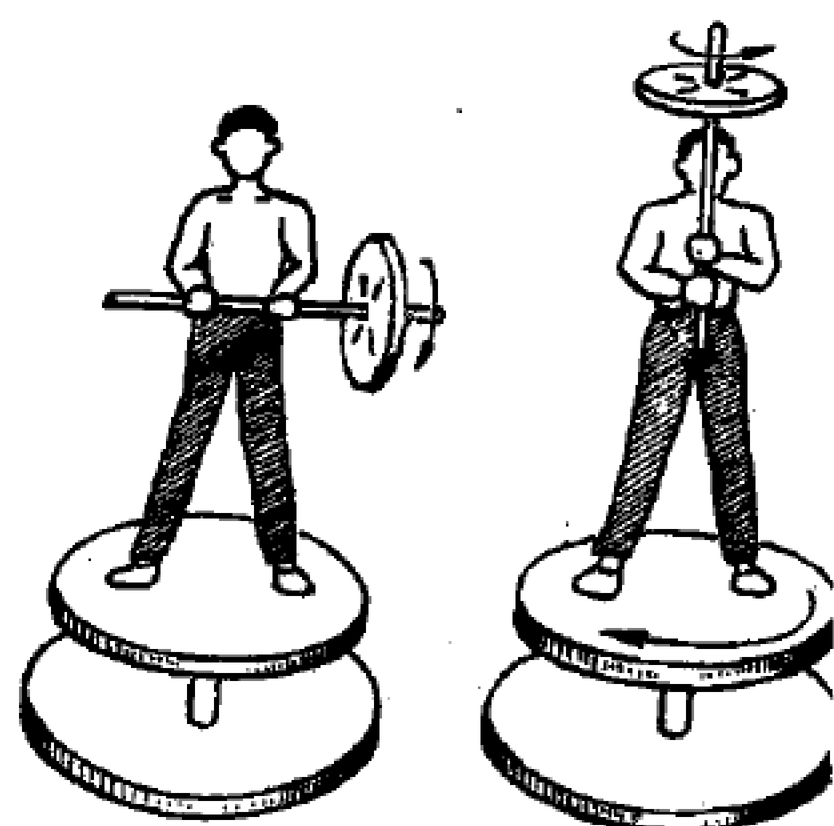


圖 9－31　不受外加轉矩的廻轉儀

現在我們仔細地分析一下這個運動，當我們把廻轉器的軸轉成垂直時，轉動我們椅子的力之來源（圖 9－33）是一個繞著 y 軸很快地自轉的輪子，所以它的角速度向量是在 Y 軸方向，而且角動量向量也在這個方向。假設我們以一個很小的角速度 Ω 讓輪軸繞著 X 軸轉，在經過一段短時間 Δt 以後，軸轉到了一個新位置，和水平成 $\Delta\theta$ 的角度，因爲絕大部分的角動量是由於輪子自轉產生的（只有很小一部分是由於軸的緩慢轉動），我們可以看出角動量改變了。其角動量的大小並沒有變，而是方向改變了 $\Delta\theta$ 的角度。所以角動量的改變量大小應該是 $\Delta L = L_0\ \Delta\theta$，力矩是角動量對時間的變率，所以 $\tau = \Delta L / \Delta t = L_0 \Delta\theta / \Delta t = L_0 \Omega$。如果我們把各種量的方向都考慮進去，我們得到

$$\vec{\tau} = \vec{\Omega} \times \vec{L_0} \qquad (1)$$



(a)輪軸水平，對垂直軸的角動量爲零　(b)輪軸垂直，對垂直軸角動量還是零，但人和轉椅以反向旋轉

圖 9－32

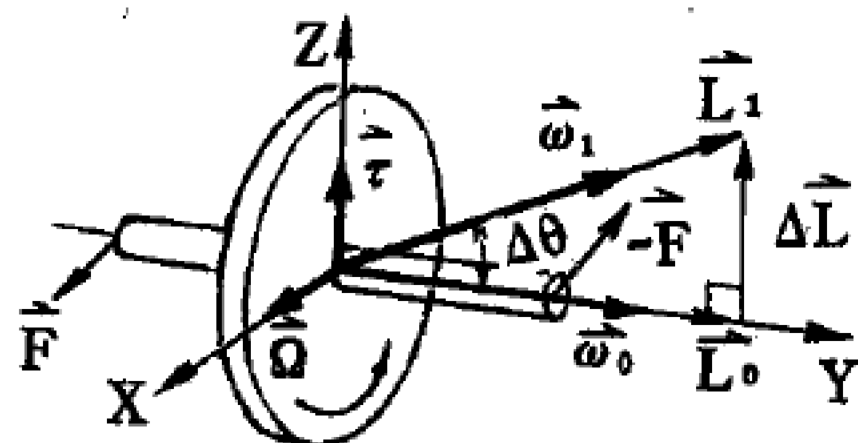


圖 9－33　廻轉器

所以，如果像圖裏一樣，Ω 和 L_0 都是水平的，τ 就是垂直的，我們如果在軸的兩端施以 F 和 $-F$ 兩個水平的力，就可以產生一個這種力矩，也就是說當我們想把輪軸轉成垂直時，我們的兩手就要各施一個水平的力（力

的方向如圖 9 — 33 所示）。根據牛頓第三定律於是有一組大小相等方向相反的力（當然會有一個大小相等方向相反的力矩）施在我們身上，這使得我們以相反方向繞著Z軸轉。

我們可以將這項結果推廣到自轉中的陀螺上：作用在陀螺質心上的重力對於陀螺與地面的接觸點造成了一個力矩（見圖 9 — 34 ），這個力矩是在水平方向，但卻使得陀螺以它的軸對著垂直軸成一個圓錐形的進動（*precession*），假如$\vec{\Omega}$是進動的角速度（垂直的），我們發現又是：

$$\vec{\tau} = d\vec{L}/dt = \vec{\Omega} \times \vec{L}$$

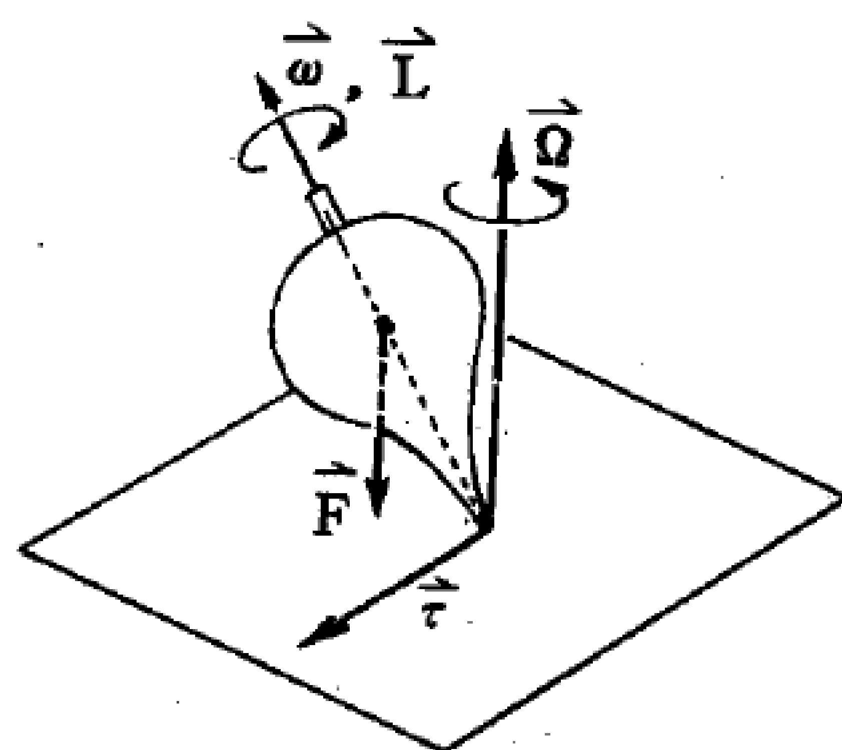


圖 9 — 34
一個很快地自轉中的陀螺，注意進動的方向就是力矩向量的方向。

所以，有一個力矩作用在快速自轉中的陀螺上時，陀螺的進動運動的方向就是力矩的方向，或者說是和產生力矩的力方向相垂直。

若要利用眞正的力和加速度來解釋力矩的功效，可拿轉動的輪子來作例子，當輪子在進動時，輪上的質點並不是在一個平面上運動，因爲輪子正在進動（見圖 9 — 35 ），質點走的是一條彎曲的路線，這就需要有側向的力，這個力就由推著輪軸來供給，由輪軸經過車輻把力傳到輪沿上。而且必有一個方向相反的力作用在輪子另一側的質點上，故我們所施的淨力等於零，淨力雖爲零，可是必須有一力施在輪的一側而另一力施在輪的另一側。當然我們可以把力直接施在輪上，但是由於輪子是剛體，所以我們把力施在輪軸上，再經由輪軸傳到輪上。

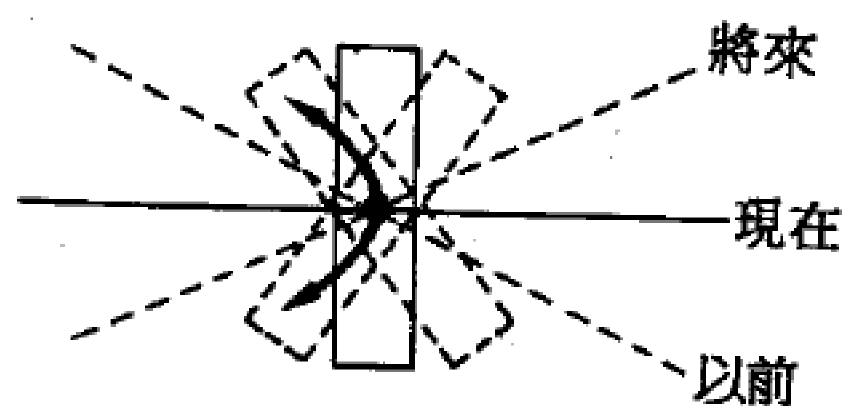
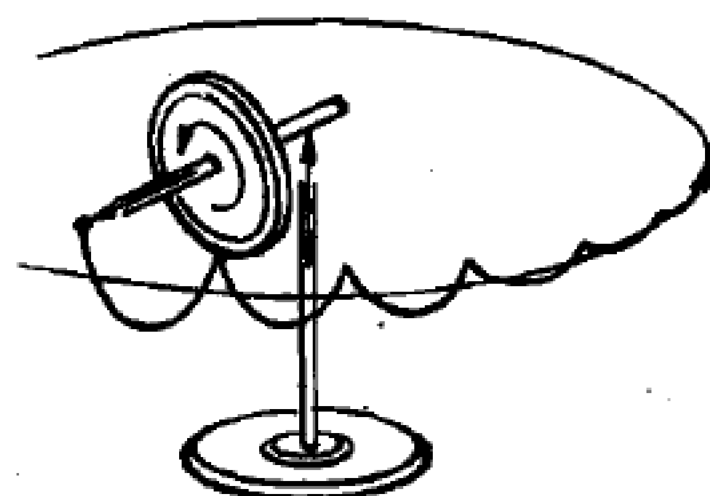


圖 9 — 35
圖9 — 33中輪上質點的運動，輪軸正在轉動，質點運動的軌跡是一個曲線。

這就證明出了如果輪子在進動，便可平衡外力施於其上的力矩。但這只不過證出了這種運動是運動方程式的一個解，也就是說：施上一個力矩，如果讓輪子自轉得恰到好處，輪子就會很平穩地進動，但這並不是說這種平穩的進動是自轉物體受到一個力矩時最普通的運動情形，一般情況這個進動運動會上下搖擺，這種搖擺叫做章動（ *rutation* ）。

放掉一個廻轉器，如果輪子仍在自轉，它就不會掉下去而會向側方運動。由於（1）式是一個特例的方程式，只有在廻轉器進動得很平穩的情況下適用，故不能解釋這個問題。眞正在一般情況下這種運動的詳情是：如果我們把輪軸握得緊緊地，這時候就不會進動（但是輪子還是在自轉的），而且也沒有淨力矩作用在廻轉器上，因爲重力所產生的力矩已經被我們的手指平衡了，但是如果我們突然放手，由於重力立刻會有一個力矩作用在廻轉器上，它就要掉下去了。


圖 9－36
廻轉器軸尖的實際運動路徑

就如同我們預料的一樣，這個廻轉器確實是往下掉了。但是它往下掉就等於在垂直平面上有一個旋轉，由於輪子在自轉，在垂直平面旋轉就需要在側方向有一個力來產生力矩，現在實際側方向沒有力，於是廻轉器就落向這個力的反方向，於是廻轉器就有了一個繞著垂直軸的運動。這個側向運動加速以後，如果越過了平穩地進動應有的速度，重力所產生的力矩就不夠大了，於是廻轉器就開始向上加速。事實上輪軸會上升到開始運動時的高度，所以輪軸尖端所行軌跡的是一個擺線（也就是黏在車輪邊緣上的一個小石子所行的路徑）。通常因爲運動得太快，我們看不出這種運動，但是由於輪圈支軸的摩擦產生的阻滯作用（ *damping action* ），上下的擺動很快地消失掉只留下穩定的進動（見圖9－36），輪子自轉得越慢，章動就越明顯。

當這種運動穩定下來以後，廻轉器的軸會比剛開始運動時低一點。

假如我們把輪軸握得緊緊地，然後突然放手，從那個運動方程式判斷，這個廻轉器就會在水平面上打轉，做一個進動運動。但是實際上這是不可能的。無論如何，輪子對於垂直軸總會有點轉動慣量，假如它繞著這個軸轉，不管走得多慢，它對這軸還是具有一分角動量的。阻滯作用使得軸尖的上下擺動趨近於平均的高度，所以比開始時低了一點，因爲低了一點所以就有了一點垂直的角動量分量，以應進動角動量的需要。所以廻轉器必須先低下一點兒才能向側方繞行，它還是得向重力低頭，把軸放低一點，這樣才能維持它對垂直軸的進動，這就是廻轉器運動的情形。

廻轉器的原理，有很多實際上的應用，其中有操縱船舶和飛機，在海上和空中確定方向的廻轉羅盤（ *gyrocompass* ）和用以防止飛機在不良天氣中側滾和搖擺的廻轉安定器（ *gyrostabilizer*）。

【廻轉羅盤】(**Gyrocompass**)

最早的羅盤（ *compass* ）是利用平面上能自由轉動的磁針，恆在磁子午圈（ *magnetic meridian* ）內，順地磁力而靜止。但這種簡單的設計，並不能適用於較精密的量度，故又有航海羅盤的出現，此種羅盤，盤軸裝在游動環上，環有互相垂直的兩軸，使羅盤恆取水平位置。其附近更置有磁鐵及軟鐵，以免磁針受船身鋼鐵的影響。但因船艦上的鋼鐵在製造過程中，恆受地磁感應而磁化，故能影響磁性羅盤（*magnetic-compass* ），故近代都改用廻轉羅盤，此種羅盤係利用轉動體的慣性，使其轉動軸線恆保持一定方向的原理而製成，故不受地磁影響。其原理如下所述：

假設有一廻轉器（ *gyroscope* ）置於圖 9 — 37 中之位置，圖中箭頭 1 表地球之轉動方向，安置廻轉器必使其軸在一水平面上，例如可將廻轉器浮於水中就能辦到。假設一開始廻旋軸指東 - 西向，當地球轉動時，水平面及東 - 西向作同樣之轉動，因此，若廻旋軸要維持東 - 西向

，則軸必須作如箭頭2之轉動，但這樣就相當於在南－北向有一力矩作用，因此在此力矩作用下，廻旋軸將繞垂直線轉動，一直到指北爲止，如箭頭3所示。此廻轉羅盤有指向正北的特別好處，因其不受任何局部磁異常的作用。

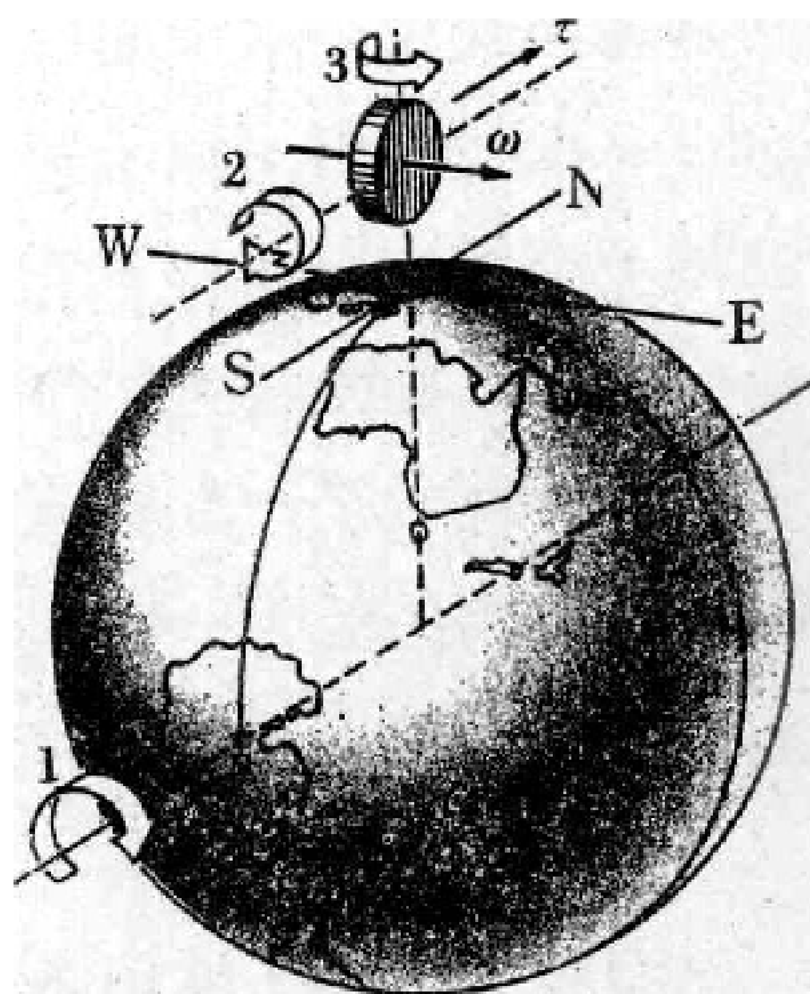


圖 9－37
廻轉羅盤，如箭頭1所示地球轉動的結果，廻旋轉軸如箭頭3所示轉動（進動）至其指向北方。

【廻轉輻射】（Cyclotron radiation）

帶電粒子在磁場中廻轉時所發射的電磁輻射，粒子在圓形軌道上運動時向心加速度引起這種輻射。

當速度小時，輻射集中在一條譜線上，即在廻轉頻率處。其他粒子對輻射體的碰撞會改變輻射的相位，經多次碰撞後，使觀測到的頻率加寬，即輻射譜線加寬，此稱碰撞寬展(*collision broadening*)。由於都卜勒效應(*Doppler's effect*)、史他克效應(*Stark effect*)及碰撞寬展效應等而使這條譜線散佈成帶狀。再者，當粒子的速率接近光速時，出現高階度的廻轉輻射，即廻轉頻率的整倍數。

【後焦距】（Back focal length）

從透鏡背面到主焦點的距離。

【後燃器】（After-burner）

通常軍用機在尾管內尙有後燃器的裝置，這是另有一套燃燒設備，來增加推力的方法，英國人稱此設備爲重熱器，在尾管壁有呈環狀排列的噴油桿，噴出燃油，經高壓點火，氣流因受熱而膨脹，使速度與排氣量大爲增加，使用後燃器獲得之推力比一般要大50％，但是由於它的耗油量太大（爲一般正常耗油量的二倍），使用時尾管溫度太高，在尾管內襯筒雖有減音設備；但是，噪音仍是大得驚人，所以爲一般民航

客機所不用。在作戰時，它可以減少戰鬥機滑行跑道，在必要時，易獲得瞬間推力，所以在戰鬥機上，這是不可少的設備。

【後續冷卻】(Aftercooling)

是指反應器停機後的冷卻。

【恆力】(Constant force)

力之大小爲一定者。

【恆星】(Stars)

從前把肉眼所能看見的天體，大概分作兩種，一種是會移動的星，叫做行星(*planets*)；一種是在天球(*celestial sphere*)上絕對不動的星，叫做恆星。現在已經知道所謂恆星，並不是絕對不動，因爲距離我們非常的遠，所以肉眼看不出它們的移動。若用精細之天文儀器觀測之，則顯可推知其在天空移動之速度及方向。今日所知之恆星中，其在天空移動最速者，每年僅爲角度10″餘，即約350餘年間，僅移動1°而已。像恆星在空中每年移動之微小角度，天文學上稱爲恆星之自行(*proper motion of stars*)。普通肉眼所得見之恆星中，較光亮者(天文學上所稱之一等星)之自行，平均爲0.5″。其光輝弱者(六等星)之自行，平均僅爲0.06″。其量雖不同，但是要知恆星並非固定於空間者，也有移動。唯因其距離遙遠，以致在數百年或數千年間，不覺其有顯著之變化。例如北斗七星(屬大熊星座)在北方天空，是顯著之恆星團，尤其於我國。此等七星間之位置，自古即已引人注目。因自行微小，而人類之文化僅有三、四千年，故常人不能察覺其變化。茲以其今日之位置示於圖9－39。圖中之箭頭表示其移動之方向。今日由其自行，逆推二十萬年前之位置，當如圖9－38。又若預推其二十萬年後之位置，則應如圖9－40。圖9－40所示七星作成之形狀，各不相同。可知北斗七星之位置，並非固定不變的。

由於在天空中的位置和排列關係，一群恆星看來好像是動物或物體

的外形，這就是星座。在北半球看到的星座，有如大熊星座（北斗七星）（*Ursa Major*）、獅子星座(*Leo*)、武仙星座（*Hercules*）、天龍星座（*Draco*）和小熊星座(*Ursa Minor*）等。從北斗七星上的兩顆“指極星”所連直線，延長到小熊星末端的那顆星就是北極星（*Polaris*），因為它和地軸幾乎成一直線，所以十分重要。北極星在空中固定不動，其他的恆星圍著它旋轉。多少世紀以來，在陸上和海上的行旅，都靠著它指示方向，一直受人重視。現在世界天文學家通用的制度是把整個天空劃分為 88 個星座。



圖 9—38



圖 9—39



圖 9—40

從前以爲恆星的光度是一定不變，現在已經發現數千個的變星（*variable star*），可以知道恆星的光度是有變化的。又各種的新事實，可以知道每一個恆星的物理性質，大概都和太陽一樣；換句話說，即太陽是一個恆星的模範。

從前天文學只研究恆星的位置和視光度，自天體物理學發達以後，可以知道星的距離、實際光量、溫度的高低，甚至於內部的狀態，也可以知道得很清楚。所有的恆星（連太陽在內）都是一團極高溫的氣態物質，靠著重力作用維繫在一起。由於極高的熱量和壓力，構成恆星的各種元素一直在做一種自給自足式的核子融合反應，和氫彈反應過程非常類似。結果這種核子融合熱所產生的膨脹力，抵銷了重力，使得恆星有個固定的體積。但是億兆年之後，供給這種核子融合反應的燃料消耗得差不多了的時候，恆星就會開始收縮。在收縮的過程中，每百分之一的收縮會使內部的重力吸引力增加百分之二，如是更加速了收縮的速度。根據理論的預測，恆星最後不外變成以下三種東西：白矮星（*White dwarf*）、中子星（*Neutron star*）或是“黑穴”。

恆星的距離，非常遙遠，不能用公里來做單位；它們所用的單位有三種。一種叫做周年視差（*annual parallax*），就是由恆星看地球軌道半徑（一天文單位）所張的角度。一種叫做秒差距（*parsec*），是相當於視差 1″ 的距離等於 206,265 天文單位。還有一種是普通所常用的，叫做光年（*light year*），這是光通過眞空中一年間的距離，等於 0.9463×10^{13} 公里。一秒差距等於 3.259光年。由恆星光譜，知道由恆星實光輝和視光度的比較，可以求出恆星的距離；這樣所得的視差，叫做分光法視差(*spectroscopic parallax*)。視差越大，距離越近；現在把比較近些的恆星，列於下表中。

星　　　　名	周年視差	光　年
Proxima Centauri	0.90	3.6
α Centauri	0.758	4.3
Barnard star	0.538	6.1
Wolf 359	0.404	8.1
Lalande 21,185	0.390	8.4

星的顏色，大概都是白色；若細分之，可以知道有帶靑色，也有帶赤色。所以有靑星、白星、黃星、紅星等名稱。星的顏色是隨它的光的構造而不同；由顏色可以知道星蒙氣密度和溫度。俄斯特荷夫(*Osthoff*)曾用數字來表示星色，就是

0　純白色　　1　帶黃白色
2　黃白色　　3　淡黃色
4　純黃色　　5　暗黃色
6　帶紅黃色　　7　橙色
8　帶黃紅色　　9　殆無黃色的紅色
10　純紅色

恆星的溫度各有不同；自紅星的 3,000 度乃至靑星的 20,000 度。它們的光譜是隨溫度而不一樣。

恆星的數目，就眼力所及，不過三千顆，一年四季，全部天空所能看到的，也只有六千五百顆。但以現代最大的天文望遠鏡來觀察，卻可看到十萬萬顆，而實際上這只不過是宇宙內無數恆星中的一小撮罷了。

【恆星日】(Sidereal day)

天球(*celestial sphere*)兩極平分子午圈(*meridian*)爲二部：子午圈含有天頂(*zenith*)的部分，稱爲上子午圈；含有天底(*nadir*)的部分，稱爲下子午圈。

春分點(*vernal equinox*) 連續兩次經過一子午圈所歷的時間，

或者定義爲以恆星爲準，恆星連續兩次照射地球某處子午線所經歷之時間，稱爲一恆星日。春分點非固定不動，乃沿赤道微緩向西移動，所以恆星日實較地球自轉週期稍短，約差 0.01 秒。一恆星日分成二十四小時，每小時分成 60 分，每分復分爲 60 秒。春分點經過上子午圈時爲 0 時，爲一恆星日的開始。

【恆星之運動】(Motion of stars)

從前以爲恆星的位置是一定不變，到了十七世紀哈雷 (*Halley*) 始發現天狼星 (*Sirius*)、金牛座 α 星 (*α Tauri*)、牧夫座 α 星 (*α Boötes*) 各自均有運動；這種運動叫做自行 (*proper motion*)，就是恆星的視運動。自行是用恆星每年或每世紀所移動的角距離來表示，大概每年在 1″ 以下，而在 1″ 以上者，現在已經知道的只有三十二個。就一般的平均來說，恆星越亮自行越大。自行較大的星如下表所示：

星　名	星　等	自　行	距離 (光年)
Baruard' star	9.7	10.″25	6.1
Cordoba 5*h*243	9.2	8.″75	10.3
Groom bridge 1,830	6.5	7.″04	32.0
Lacaille 9,352	7.4	6.″90	11.2
Gould 32,416	8.3	6.″11	14.8
Ross 619	13.0	5.″40	——
61 *Cygni*	5.6	5.″21	10.9

十八世紀末，赫協爾 (*William Herschel*) 由七個的恆星自行，發現太陽系向武仙座 (*Hercules*) 前進。又由自行之研究，可以知道宇宙的構造等問題。

視線方向的恆星運動叫做視線運動 (*radial motion*)；它的速度叫做視線速度 (*radial velocity*)。恆星光譜中的暗線對於比較光譜的暗線，多略向左右移動；根據都卜勒效應 (*Doppler's effect*) 可

以知道這種現象是因爲我們和恆星的距離有變化的緣故，就是有視線運動的存在。視線運動以距離增加的時候爲正，減少的時候爲負。測定所得的數值，自每秒＋338公里乃至－383公里。視線速度除去太陽運動以外，叫做絕對視線速度（*absolute radial velocity*）。

由恆星的自行研究，可以知道恆星除視差運動外，可以分爲二群。第一群向著赤經（*right ascension*)6時4分，赤緯（*declination*）＋13°的方向，叫做*A*星流（*drift A*），約含星數60％，平均速度爲每秒16 公里；第二群向著赤經18 時4分，赤緯－13°的方向，叫做*B*星流（*drift B*），含星數40％，平均速度每秒24公里。二星群互相錯綜運動，它們的頂點在銀河中。還有第三星流叫做*O*星流（*drift O*），差不多是靜止的狀態。

【恆星月與朔望月】（Sidereal month & synodical month）

月球過某恆星，沿白道行一週，復回至某恆星，所經歷的時間，稱爲一恆星月，此即月球繞地球公轉的週期，一恆星月爲27日7時43分11.5秒即27.32166日；由滿月至滿月，或由新月至新月，所經歷的時間，稱爲一朔望月，一朔望月有29日12時44分2.8秒即29.53088日。

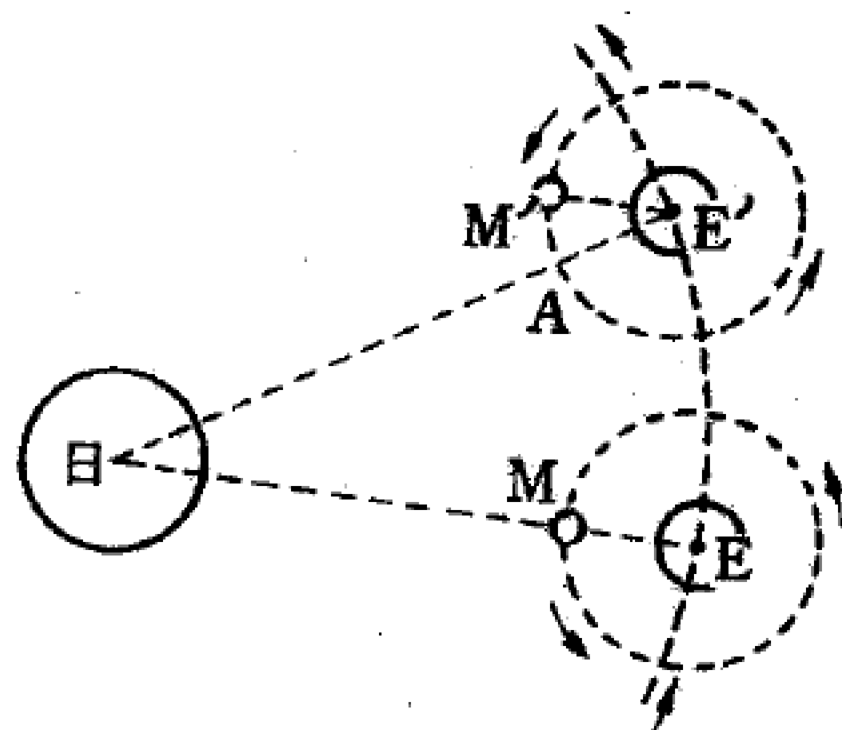


圖9－41
恆星月與朔望月之差異

恆星月與朔望月相差的原因是：如圖9－41 所示月球在*M*位置時，適居太陽與地球*E*之間，是爲新月。當月球繞地球公轉一週而至*M'*時，地球繞日公轉由*E*行至*E'*，此時在地球上視之，方爲27 日有奇，須月球自*M'*至*A*時，始爲新月。計月球自*M'*至*A*，需時2日餘，故其盈虧一次的時間，較公轉一週的時間約多2日。

【恆星年】（Sidereal year）

太陽過某恆星，循黃道東行一週，復過此恆星，所經過的時間，稱爲一恆星年；亦即地球繞日公轉的週期。恆星年一年的時間爲365日6時9分9秒亦即365.256354平均太陽日。

【恆星時】(Sidereal time)

由某地上子午圈量至春分點的時角，稱爲某地的恆星時。恆星日中所表的時間爲恆星時。

24時恆星時＝(24時－3分55.909秒)平均太陽時

24時平均太陽時＝(24時＋3分56.555秒)恆星時

【恆星時角】(Sidereal hour angle)

縮寫爲*S.H.A.*和赤經(*right ascension*)同定義，即自春分線沿天球赤道向東量至天體的時圈之弧，但所量之角，通常以時間表之，地球自轉每小時15°，每度4分鐘。

【恆星週期】(Sidereal period)

爲天體(*celestial*)參照另一固定的星球廻轉一週，回到原來的關係位置所需之時間。

【恆星演化】(Stellar evolution)

自十九世紀以至二十世紀的初葉，關於恆星演化的學說，都認爲恆星是由白色高溫星漸次冷卻變爲紅色星。後來又認爲恆星最初係紅色低溫星，經過白色高溫星以後，又變爲紅色星；這學說到了1913年曾由拉塞耳(*Russell*)證實之(如圖9－42)。

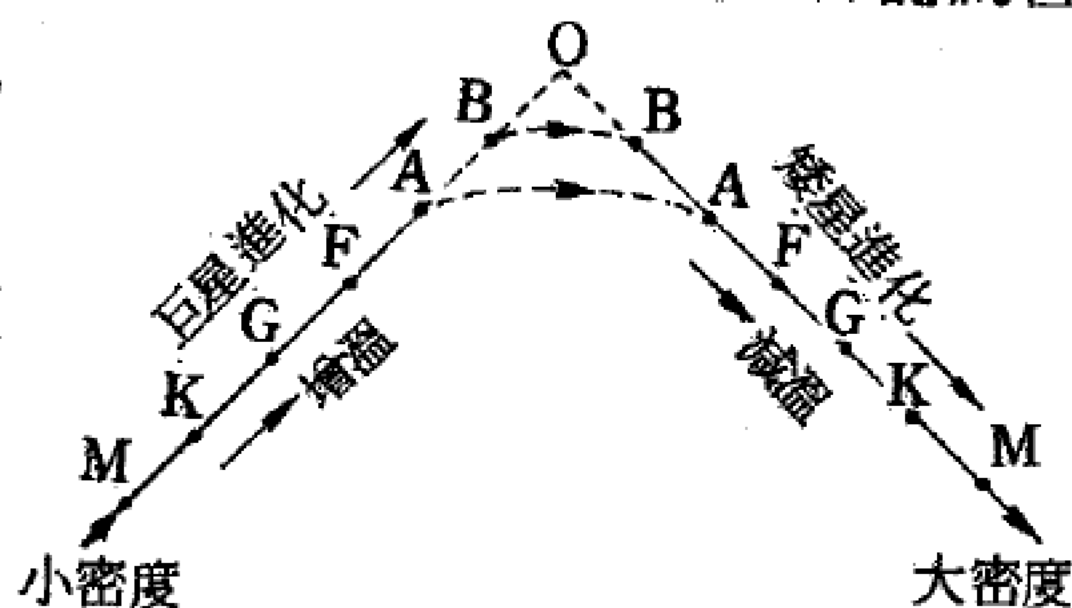


圖9－42
羅素的恆星演化論

恆星大概最初是紅色巨星(*giant star*)漸漸收縮，溫度增高，達到某程度止，轉爲矮星(*dwarf star*)，復歸到紅星。檢查恆星絕對星等(*absolute magnitude*)的結果，知道恆星可以分爲兩群，一群是各型

光譜的絕對星等都在零等左右，一群是光度隨光譜 B，A 型經過 F，G，K，M 而漸漸變暗；前者叫做巨星，後者叫做矮星。在 B 和 A 型的星這兩群混合存在，甚難區別，F 和 G 型星已能分別，到了 K 和 M 型則更爲分明；就是絕對星等在零等左右是爲巨星，在八等乃至十等內外是爲矮星。

巨星群中，星的密度甚爲稀薄，中心溫度以及各部分之溫度，都是逐漸的增高。但是達到某密度的時候，忽然變更情形，以未知的方法，直接輻射放散物質而走冷卻的路。有時又於中途以某未知的方法變爲密度極大的白色星，這叫做白矮星（*White dwarf*），現在已經確定的這類星非常的少，天狼的伴星（*Sirius B*）就是這類星的一個。

【恆星鐘】（Sidereal clock）

爲表示恆星運行的時間，當春分點（*vernal equinox*）經過本地子午圈時鐘面爲 0 時，過 24 小時後春分點再經過本地子午圈時使鐘面讀數仍爲 0 時。因春分點在不同時間經過每一子午圈，故恆星時將依各地經度不同而異。當春分點在經度爲東經 121°31′4″（圓山天文臺）子午圈時，非等到地球自轉 121° 31′4″ 或 8時6分4秒後決不能到達格林威治子午圈。當春分點經過臺北圓山子午圈時，格林威治恆星時爲 8時6分4秒。故二點的經度差是等於這兩點的本地恆星時的差。因格林威治的經度爲零，則地球上一點的經度等於格林威治的恆星時和觀測點恆星時之差。

【恆速】（Constant speed）

維持速度不變。

【恆溫層】（Stratum of invariable temperature）

不問季節和晝夜，幾乎常有一定溫度的地中地層，稱做恆溫層。普通由二十尺至七十尺，由這層再向下，就隨著深度而增加溫度。

【恆溫器】（Thermostat）

保持物體溫度一定的裝置。

物體受熱時都會膨脹，但膨脹係數則各不相同。如果把等長的薄銅條和薄鐵條，以鉚釘固定起來作成一根複合棒，因爲銅片的膨脹率較大，加熱後，銅片膨脹得比鐵片大，故長度較長，因而複合棒便向鐵片方向彎曲。這種複合棒可接在電器內部，作爲導路中的一段，受熱到某一程度，因彎曲而偏向，使電路分開而中斷，故

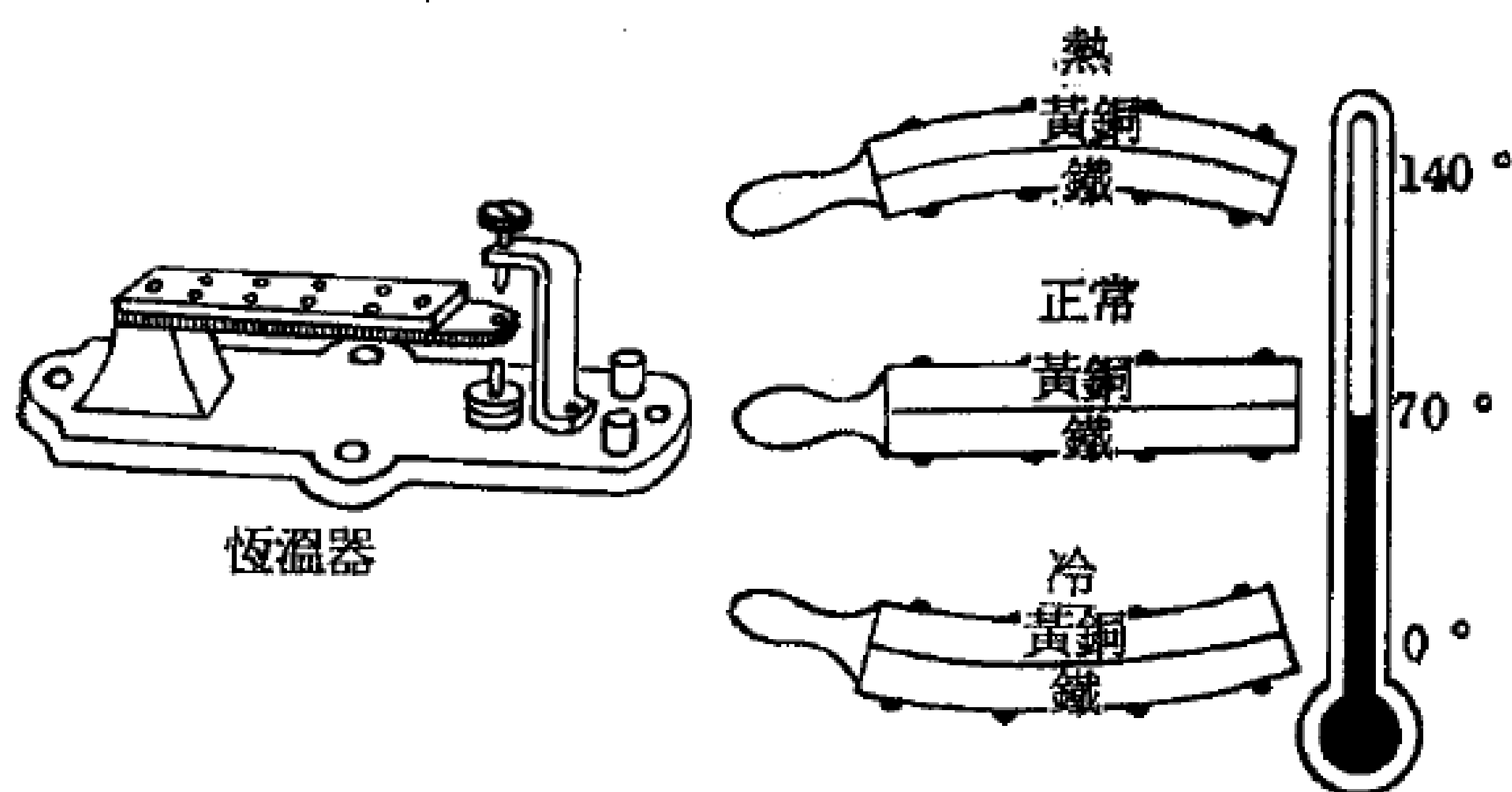


圖 9 — 43
受冷或遇熱就彎曲的兩片金屬複合棒，可用於恆溫器中，以控制溫度

可作爲恆溫器裏的控制裝置（圖9 — 43）。用於建築物的溫度調節、汽車散熱器中的水循環系統和金屬溫度計、電熨斗等方面。

【恆導磁率合金】（ Perminvar ）

一種鎳、鐵與碳的合金。

【恢復力】（ Restoring force ）

物體偏離平衡點時，會有一外力將其拉回平衡位置，這便是恢復力。

【恢復係數】（ Coefficient of restitution ）

質點A和質點B沿一直線碰撞時，以v_A、v_B表碰撞後相對於某慣性系的速度；u_A、u_B爲碰撞前的速度，則恢復係數定義爲

$$e=\frac{v_B-v_A}{u_A-u_B}=\frac{\text{碰撞後}B\text{對}A\text{的相對速度}}{\text{碰撞前}A\text{對}B\text{的相對速度}}$$

依e值之不同，可將碰撞分爲：

1. 完全彈性碰撞$e=1$。
2. 完全非彈性碰撞$e=0$。
3. 一般情況$0<e<1$。

斜向碰撞時，上式中的各速度，應換成沿二物體連線的分量。

當相碰撞之二物體均為完全彈性體（*perfect elastic body*）時，則$v_B - v_A = u_A - u_B$，即 $e=1$。若為完全非彈性體，則碰撞後兩物體不再分開，即 $v_B = v_A$，故 $e=0$。普通物體皆為非完全彈性體，故 $0<e<1$。由 e 之大小可判斷物體之彈性程度。

若一運動和另一與地固接之物體（或地本身）相撞時，則式中之v_A與u_B皆可視為 0。

$$\therefore e = -\frac{v_B}{u_A} \text{（星球間的相撞自不在此限）}$$

若設一物體自高 h 處鉛直向地面落下，碰撞後，反跳之高度為 h'，則式中之u_A即落下時之末速；v_B即反跳時之初速，方向與u_A相反。

$$\because u_A = \sqrt{2gh} \qquad v_B = \sqrt{2gh'}$$

$$\therefore e = -\frac{-\sqrt{2gh'}}{\sqrt{2gh}} = \sqrt{\frac{h'}{h}}$$

故由物體反跳高度亦可求出其碰地之恢復係數。

【怠倦】（Lethargy）

在反應器中子減速過程中，中子能量以無因次的對數形式表示時較為方便。這相當於中子能量之量稱為"怠倦" u 或稱為能量對數值之減少。

$$u \equiv ln\frac{E_0}{E}$$

式中E_0為任意選擇，相當於 $u=0$ 時的中子能量。隨中子能量之降低，u 值則漸增。若中子在碰撞之前能量為 E_1，其怠倦值為 u_1，碰撞後能量為E_2，怠倦值為u_2，則有

$$u_2 - u_1 \equiv ln\frac{E_1}{E_2}$$

這是能量對數值的減少。平均能量對數值的減少稱為 $\xi \equiv \overline{lnE_1/E_2}$。故 ξ 可視為對每一碰撞平均"怠倦"值的增加，其倒數 $1/\xi$ 則為對單位怠倦的改變所需之碰撞數。ξ 僅為被中子碰撞元素原子量的函數。下

表是幾種通常用作緩速劑物質及反應器內材料的 ξ 值（當 $A>10$ 時 $\xi \cong \frac{2}{A+\frac{2}{3}}$）。

減速特性	物					質		
	H	D	He	Li	Be	C	O	U
A	1	2	4	7	9	12	16	238
α[1]	0	0.11	0.36	0.56	0.64	0.72	0.78	0.98
ξ	1	0.72	0.42	0.27	0.21	0.16	0.12	0.00838
ν[2]($2MeV\sim 0.025eV$)	18	25	43	67	86	114	150	2,127

1. $\alpha=\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$。

2. ν 表示中子自 $2MeV$ 至 $0.025eV$ 平均所需之碰撞數。

上表列出各常用物質對中子的減速特性。

【扁布利基質譜儀】（Bainbridge mass spectrometer）

但普斯特質譜儀（*Dempster mass spectrometer*）是用來將能量相同，但質量不同的離子分開。而扁布利基質譜儀則可將速度相同而質量不同的離子分離。此種質譜儀在構造上較阿士吞質譜儀(*Aston mass spectrometer*)簡單，利用此種裝置所得的結果並不差於用阿士吞質譜儀，往往能得更精確的結果。

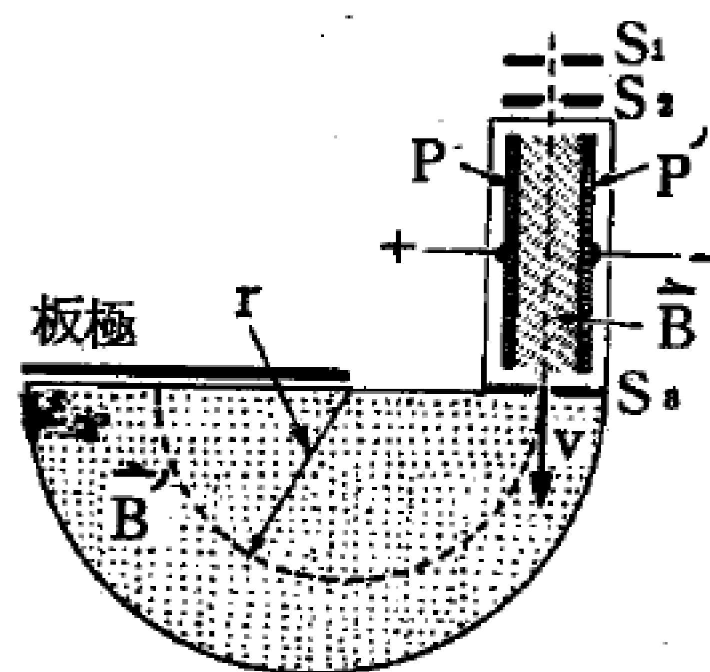


圖 9－44

此質譜儀之構造如圖 9－44 所示。圖中 P 及 P' 二塊平板間的電場 $\vec{E}$ 與垂直於這一電場之磁場 $\vec{B}$ 組成了一個速度選擇器。由 S_1 及 S_2 狹縫出來後通過速度選擇器而未發生偏向的離子再射入另一均勻磁場 $\vec{B'}$ 內。在 $\vec{B'}$ 內離子的軌道為一圓形。此圓的半徑為

$$r=\frac{v}{eB'}m$$

穿過S_3的一切離子，均具有相同的速度，故 $\frac{v}{eB'}$ 爲常數。於是穿過S_3，質量不同的離子之圓軌道半徑r，則與質量成正比。即質量不同的離子走不同半徑之半圓而於走完之後，即碰及一照相底片。因細縫之方向係與紙面垂直，故此等半圓路徑乃像一曲帶，每一曲帶與照相底片相碰處便形成一條線。每一條線距離細縫S_3的距離爲各該離子的圓軌道半徑之二倍，又因軌道半徑與質量成正比，故底片上的線距離細縫S_3之距離與質量成正比。由此即可求得各不同元素之質量。

【拜倍奇】(Charles Babbage 1792—1871)

拜倍奇於1792年十二月廿六日生於英國西南部的得文郡 (*Devonshire*)。現代所有數字計算機具有的重要特徵，最初都是由他構想而成，包括算術單位 (*arithmetic unit*)、記憶單位、輸入和輸出單位的設計，以及一項最能顯示出創造力的觀念即不需人力而自動傳遞一系列的指令 (*instruction*)。1871年逝世於倫敦。

【按扭開關】(Button switch)

開關是按下式的。

【按鍵傳輸】(Button transmission)

發射信號所載送的音信有好幾種型式，例如電碼或聲音等。改變載波 (*carrier wave*)，使它能載音信的方式叫做調制 (*modulation*)。各種通信發射機都需要調制，因爲載波本身 (未調制) 並沒有任何意義。

大多數發射機中，音信的傳播可藉電碼或聲音。電碼傳輸常用的型式是等幅波 (*continuous wave*；簡稱 C.W.) 和調制等幅波 (*modulated continuous wave*；簡稱M.C.W.

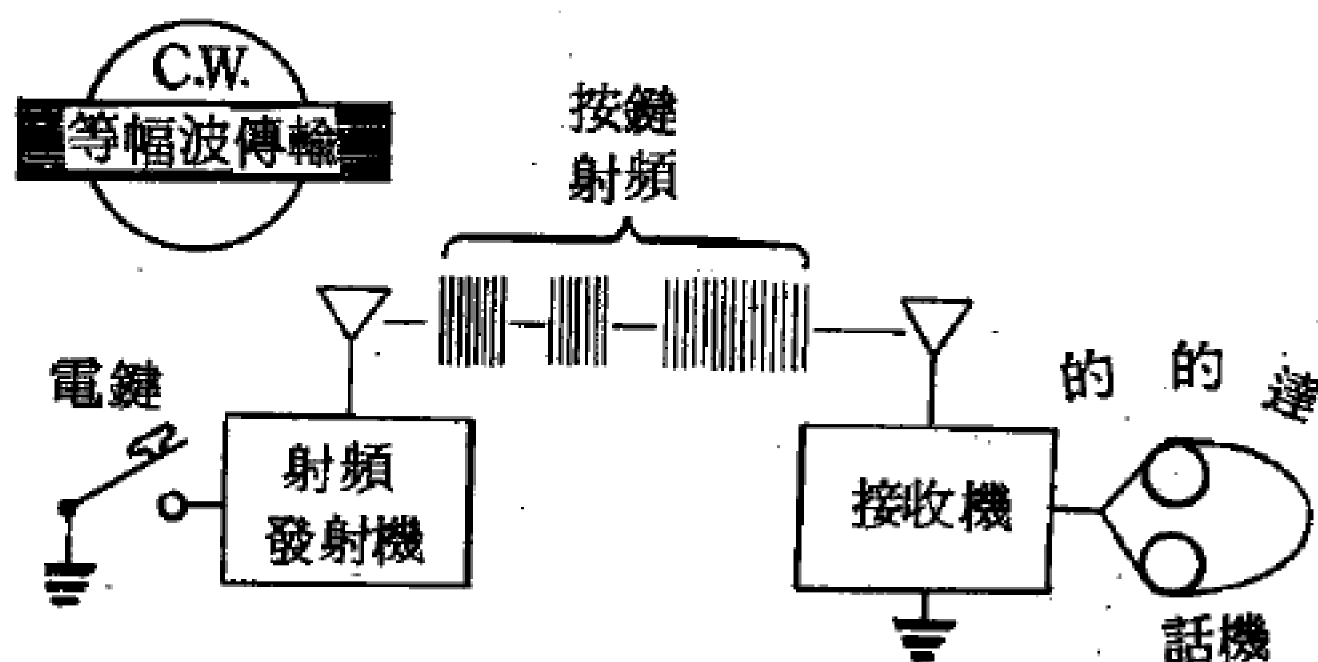


圖 9 — 45

）兩種。在等幅波傳輸中，把送至天線的射頻，用手鍵來開閉，使載波依照“的達 ”的點劃而輻射出去如圖9—45。等幅波主要用作遠距離通信，收聽等幅波需要特種的接收機。

在調制等幅波中，將等幅音頻重疊在載波上，然後，和在等幅波傳輸中一樣，將載波用電鍵來開閉，如圖9—46。用適當頻率範圍的接收機可以收聽調制等幅波，所以調制等幅波傳輸常作緊急通信用。

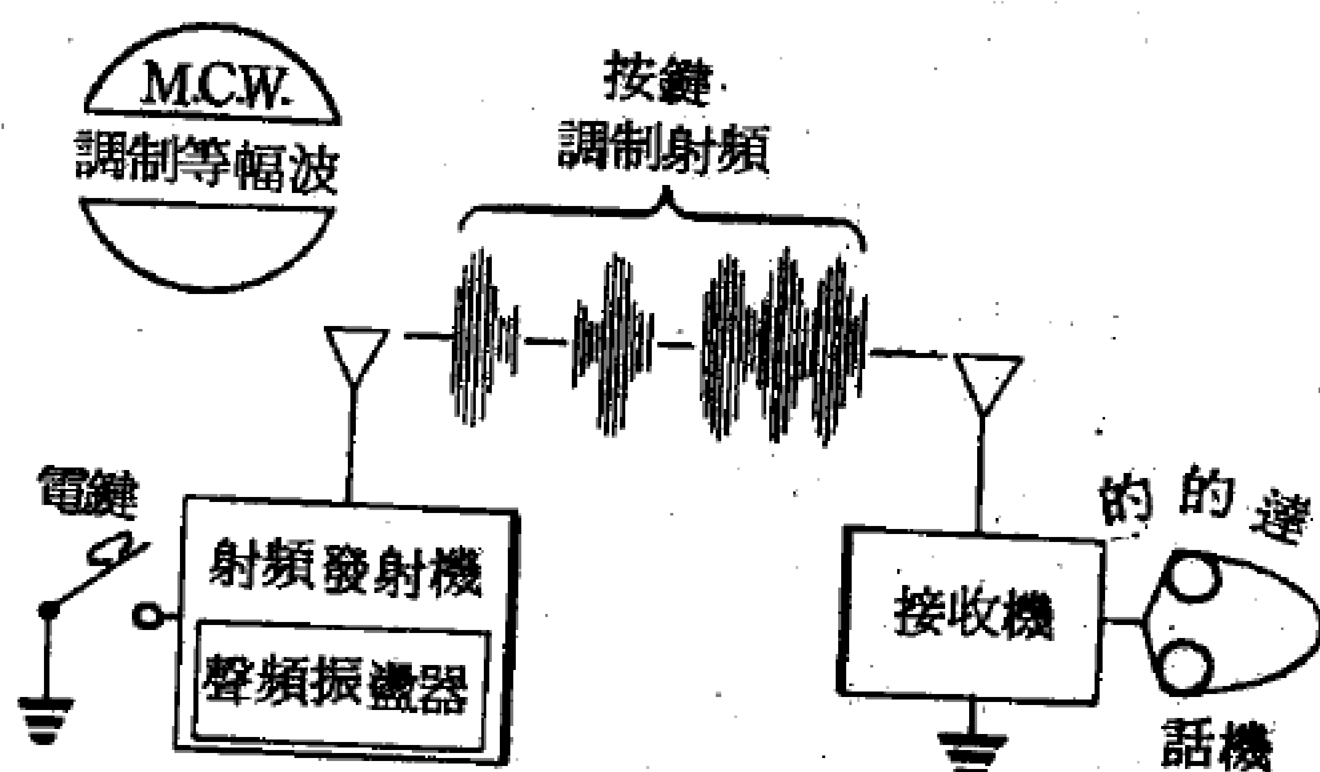


圖9—46

【指北極】（North-seeking pole）

磁針本身之南極，恆指向北方，故稱指北極。

【指示質量】（Point mass）

爲計算之目的，物體（如行星）之中心恆可指出同質量及吸引力均係集中者。

【指示器】（Indicator）

電子設備之一種，能把狀況呈現可見形式之儀器，其基本要件爲陰極射線管（*cathode-ray tube*）。此種儀器並不是供測量用的，而是用來指示如電流、電壓等的存在以及找出它們的最大和最小值。例如白熾燈（*incandescent lamp*）可以作爲電路中電流的指示器，氖管（*neon tube*）可以作爲電壓的指示器等。

【指示燈】（Indicator lamp；Indicating lamp）

如接收機度盤中照明用的小電珠，除照明外復有表示電源已加入接收機的用意。

【指向性】（Directivity）

天線發射不均勻，而在某一方向顯示發射特強之特性。

【指向播送】(Directive transmission)

定向式的發射。

【指南極】(South-seeking pole)

磁針本身之北極，恆指向南方，故稱指南極。

【指針】(Pointer)

在電表或接收機度盤移動的指針或拾音器(*pick-up*) 之唱針。

【指針驗電器】(Needle electroscope)

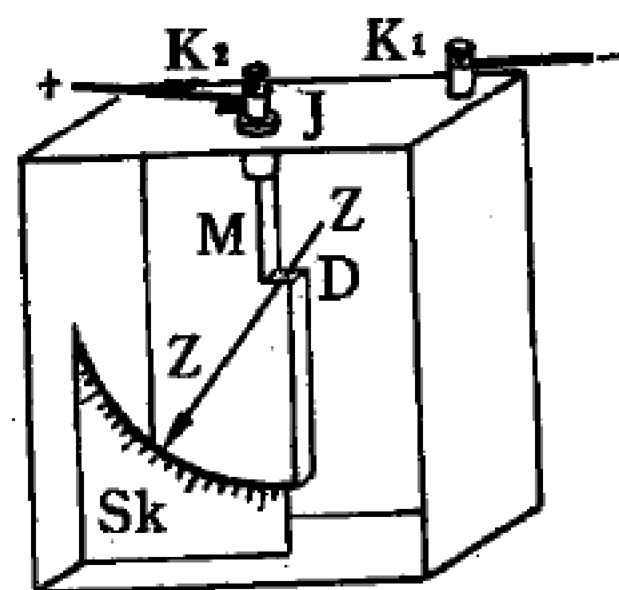


圖 9 — 47 指針驗電器

指針驗電器又稱指針伏特計或布浪靜電伏特計(*Braun electrostatic voltmeter*)如圖 9 — 47。

乃以一根支於D處的鋁針Z代替金箔驗電器(*gold-leaf electroscope*) 的金箔而製成。鋁針下端可在刻度盤Sk上自由擺動。在當中彎曲D的金屬棒M，則經過琥珀絕緣J而揷入箱中，並由接線螺絲夾K_2以與電源之一極相接。金屬外箱則由接線螺絲夾K_1而接於電源之另一極。這種儀器的靈敏度不及金箔驗電器，故不宜用之以檢驗常用輸電網等的電壓。

【指極星】(Pointers)

詳閱" 大熊星座(*Ursa Major*) "條。

【拱極星】(Circumpolar stars)

有些星辰的移動有如冬天的太陽，在東南方升起，並不升得很高，就在西南方沒落。有的像夏日，在東北方升起，南移升到頭頂，又斜向西北方沒落。有的卻無所謂出沒：它們向西下沉，並不沒落，就北移繞近了北方的地平線，然後又從東方升起，升到頭頂，即所謂的天頂(*zenith*)。這種星辰是環繞著北極星(*pole star*)而轉移，日行一週，所以叫做拱極星；又因是偏向北方的，所以又叫北天星。

【拱壩】(Arch dam)

是基於一種靭膜(*shell*)的設計，它將承受之水壓力傳至二邊的山谷。爲一種直立而具有單一半徑的圓柱面。這種壩型在二邊很陡或是呈*V*字型的山谷最適合。但是假若壩的中央部分比二邊高出很多，則在中央接近基礎的部分又會導至很大的張力。要減少這種高張力就須將壩的垂直方向也設計成一個曲面。這就好像是蛋殼的一部分，稱作雙重曲面拱壩。

【拾音器】(Pick-up)

無線電在發射過程中之接收聲波而轉變爲電波叫拾音。

拾音器通常是指電唱機的電唱頭。實際上，拾音器應是將記錄聲音的機械能轉變爲電能的一種器械。或者是將其他方式所記錄的聲能，經由拾音器的作用，在聲音再生(*regenerate*) 的設備中，使所記錄的聲能先轉變爲電能的一種器械。

一般電唱機裝於拾音臂動端的拾音器由拾音器及唱針(*stylus*)所構成，拾音器必須能有效的將唱針與唱片槽紋摩擦所產生的振動，變爲相對應的聲頻電波。在不久以前用若歇耳鹽晶體(*Rochelle crystal*) 做拾音頭及普通鋼針做唱針所構成的拾音器，其效果已相當使人滿意。晶體的作用，是基於壓電原理而產生的。當唱片旋轉，與其槽紋接觸的唱針，就將壓力傳至晶體，晶體表面變形而產生電壓，此電壓與晶體表面變形成正比。由於晶體拾音器的輸出電壓高(1伏特到 2伏特)，並且具有某一種程度的自動補償頻率特性作用，不需再加前置放大器(*pre-amplifier*)，所以在一般的電唱機應用得很普遍。但晶體拾音器的頻率響應不平穩(在低頻率範圍)，所以並不能對各廠家所出唱片的錄音特性，均具補償(*compensation*)作用。因此補償作用只有留待前置放大器的均衡器電路(*equalizer circuits*) 予以補償。再者，晶體拾音器在熱及濕的氣候下作用不良，同時易受高溫的損壞。

高傳眞（*high-fidelity*）系統方面，最普遍的拾音器，是由一個電磁拾音頭及一藍寶鑽石的固定唱片所構成。電磁拾音器磁場所產生的電波信號，與唱針的運動成正比。此種拾音器具有低輸出電壓與阻抗，並且在全聲頻範圍內的頻率響應（*frequency response*）都非常優良。由於其輸出電壓低，以及無自動補償作用，所以需加一前置放大器，以放大信號電壓及均衡頻率響應。

電磁拾音頭可分兩類，一爲可變磁阻（*variable reluctance*）式，另一爲動圈（*moving-coil*）式或稱電動拾音器（*dynamic pick-up*）。動圈式拾音器的作用原理與動圈式傳聲器相同，品質也差不多。一個電樞（*armature*）在強力永久磁石兩極間的空氣隙（*air gap*）間運動，而電樞則由唱針及繞在套管上的小圈所構成。在唱片槽紋中運動的唱針，可移動線圈以切割磁場的磁力線，因此線圈所感應的電壓與唱針的運動成正比。由於拾音系統很輕，所以在頻率範圍10 赫到30,000赫內，都可得到平穩的頻率響應。動圈式拾音器的品質很好，但價格也貴。

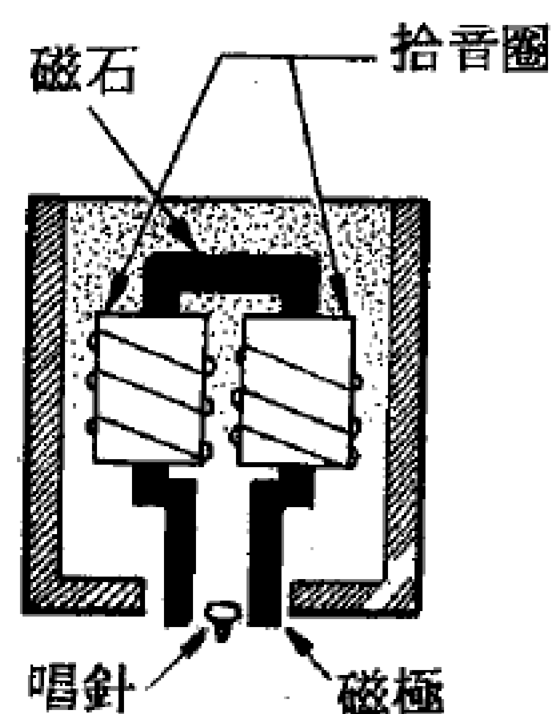
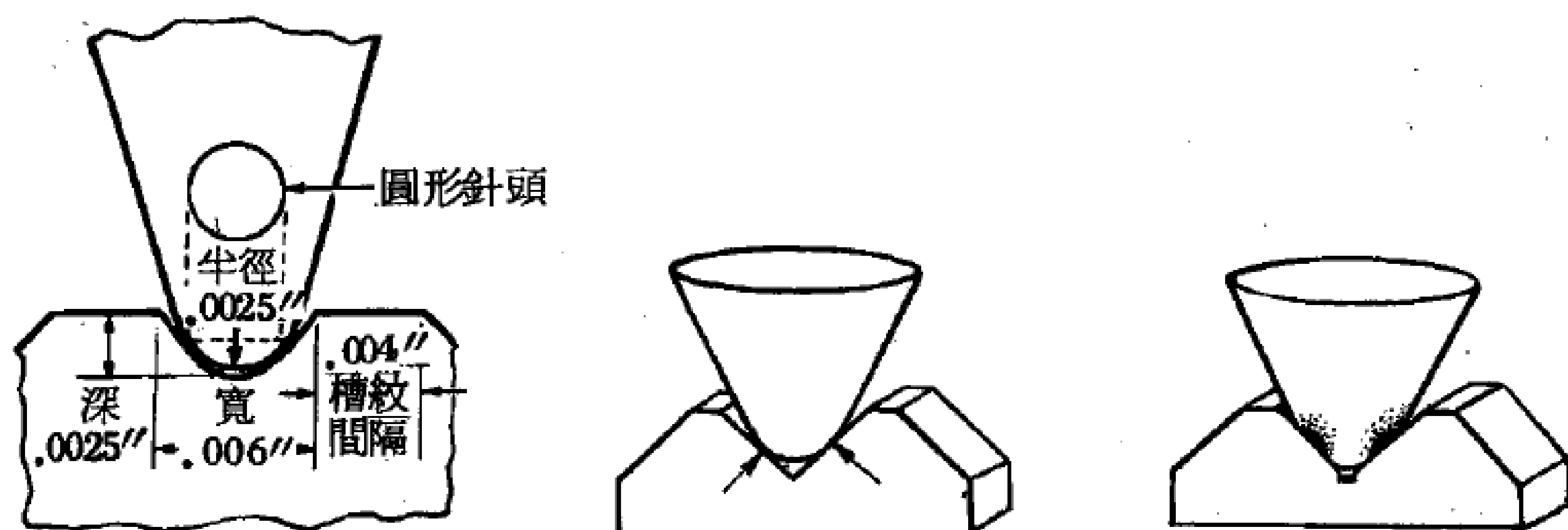


圖9－48
可變磁阻拾音頭的構造

可變磁阻拾音器的品質幾與動圈式相差無幾，可變磁阻拾音器的唱針，裝在電樞上，並可在強力磁石兩極的空氣隙內自由轉動。兩線圈則裝在唱針兩邊的電樞上（見圖9－48 所示）。唱針在槽紋中運動，使磁性電樞向一邊偏轉，因而磁力線增加，所以在此邊電樞磁路的電阻或磁阻降低。同時另一邊的磁力線減少，磁阻增大。通過一個線圈的磁力線增加，另一線圈的磁力線減少，因此與磁力線差成正比的電壓就在兩線圈感應而得。兩線圈串聯，線圈的線電壓與唱針運轉成正比。在唱針垂直（上下）方向運動時，並不產生感應電壓，所以可降低摩擦雜音。可變磁阻拾音頭的輸

出電壓，約爲22毫伏特，平穩的頻率響應範圍，由 20 赫到 20,000 赫。

爲了使針尖與唱片槽紋相吻合，尖的半徑就必須適當。一般便宜的唱針，首次用時，能與槽紋吻合，但很快就被摩損，最後唱針尖不能與唱紋吻合，就開始刮唱片。同時產生失眞及摩擦雜音發出，唱片非常容易被損失。最便宜的唱針是由鋨（ *osmium* ）金屬所製成，其產生最佳音質的壽命，只有10到15小時。藍寶石唱針較貴，其最長壽命約在25 到30小時，通常此種唱針多用於78轉唱片。當然鑽石唱針最硬，



(a) 78轉唱片槽紋及唱針的大小　(b) 適當的槽紋與唱針　(c) 已損壞的唱針

圖 9 — 49　在唱片槽紋中的唱針

也是最貴的一種，最佳可用時間長達800到1,000 小時，或許可以更長一點，最好用放大鏡隨時檢查一下鑽石針是否有摩損。

唱針與唱片槽紋是否適當吻合，可看圖 9 — 49。圖 9 — 49 (*a*) 是 78 轉唱片槽紋截面，及 0.0025 吋的鑽石唱針尖。新唱針球狀尖端與槽紋的吻合情形，則示於圖 9 — 49 (*b*)；摩損後的唱針尖端與槽紋的吻合情形，示於圖 9 — 49 (*c*)。摩損的唱針，不但會損壞唱片槽紋，並且不能隨紋壁變化產生快速振動，所以會引起高頻率失眞，當然音質也就改變，同時唱針摩損越厲害，雜音就越強。

【拾音臂】(Pick-up arm)

拾音臂維持拾音器的唱針，沿著圓形唱片槽紋做相對的運動（見圖

9－50 所示）。無論唱針在唱片上的任何位置，拾音臂都必須與槽紋成切線角度，如果唱針移動的軌跡，並未恰好在槽內，將使與槽紋接觸的唱針，在槽紋內產生一個側壓，因而產生失眞並損壞唱片。由於拾音臂的一端定於一點，拾音臂上的拾音器在唱片上成一弧形運動，所以拾音臂與唱紋成切線角度只有一個點，在唱片最大半徑及最小半徑的唱片槽紋上，拾音臂絕不可能與唱紋都成切線角度，所以一定會產生失眞。拾音臂短的唱機（見圖9－50 (*b*)所示），拾音器在唱片上所形成之虛線軌跡非常彎曲，所引起的失眞大。換而言之，如果拾音臂長（見圖9－50 (*c*)所示），則虛線弧形曲線的彎曲程度則較小，失眞也小。當然最理想的軌跡是槽紋半徑的直線，見圖9－50 (*a*)所示。

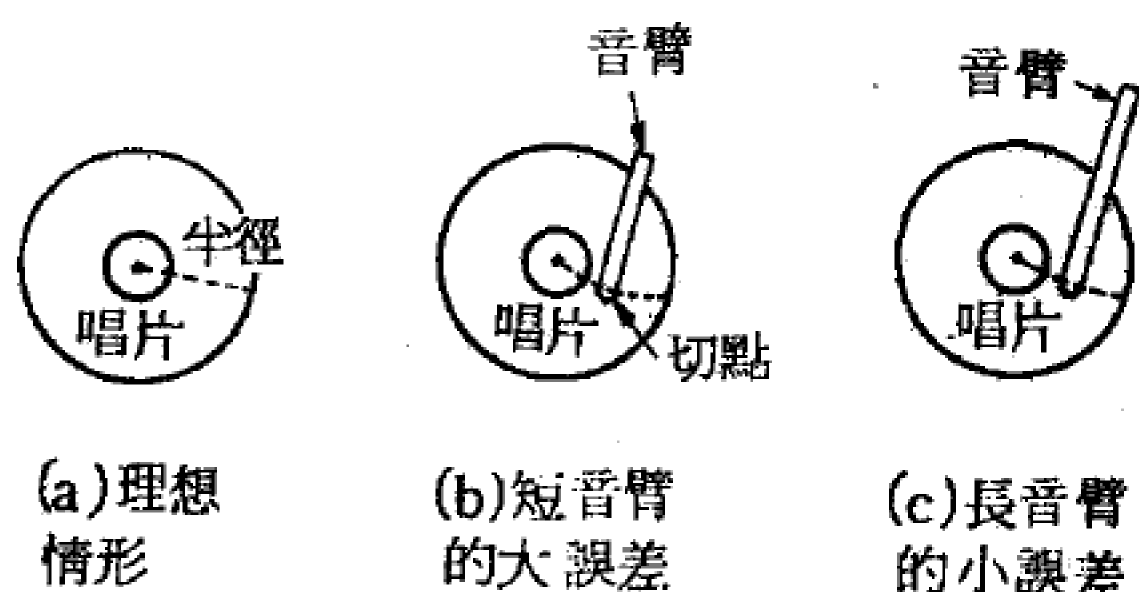


圖9－50 痕跡誤差

用於高傳眞系統，除了長度外，拾音臂仍需具有其他特性。拾音臂的定端，必須能夠左右上下轉動靈活，並且必須具有最小的摩擦，否則唱針同樣會損壞唱片的槽紋的，而引起失眞。再者，拾音臂需具有正確的慣量及重量，同時由質量及重量所造成的慣量必須作用於拾音臂的水平方向上。在低音時，拾音臂不可產生振動，至少拾音臂的振動頻率需低於可聞限以下。無論拾音臂的慣量有多大，其必須具有最小的足夠重量壓在唱片上。就高傳眞的聲音而言，由拾音臂及拾音器使唱針加在唱片上的壓力必須極小，現在所用每秒 45 轉的唱片，其壓力為5克重，老式每分鐘 78 轉唱片的壓力為 15 克重。為達此壓力要求，唱針在唱片上的壓力，可藉彈簧及平衡裝置，予以調整。

【拾像管】(Pick-up tube)

又名顯像管，射線管之電子流或含有照相密度成分之電流，是由物像而來。

【拾變器】(Pick-off)

轉變機械動作成為電子訊號並與原機械動作成正比之裝置。此種裝置可能為電位計(*potentiometer*)或分壓器(*voltage divider*)。

【施力】(Effort force)

使機械作功之力稱為施力。

參閱“機械利益(*Mechanical advantage*)”條。

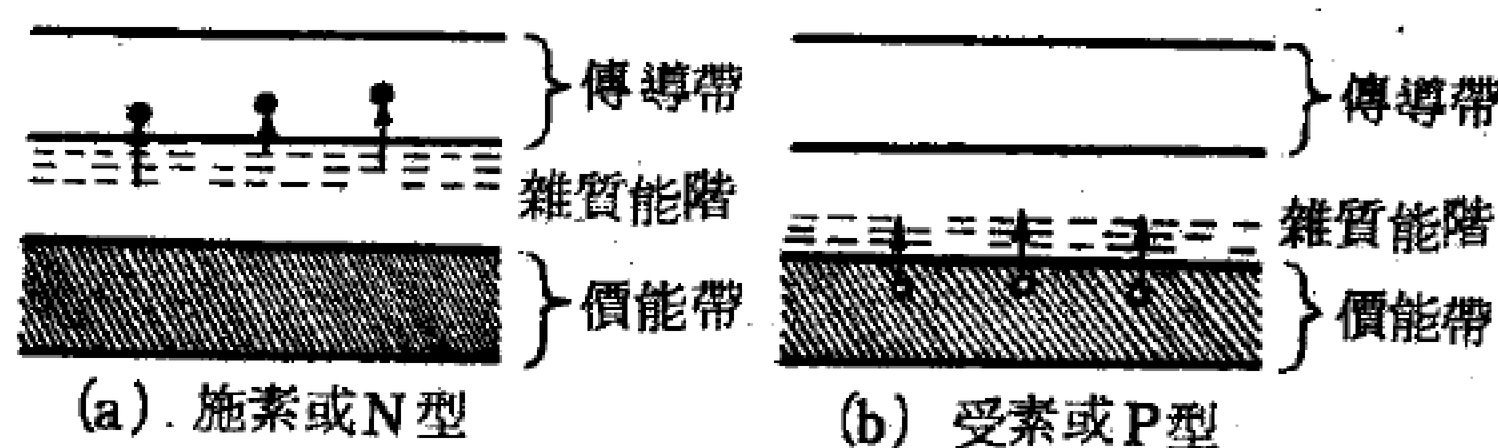
【施者】(Donor)

即施素。

詳閱“施素(*Donor*)”條。

【施素】(Donor)

假定我們以一不同於半導體(*semi-conductor*)的物質之一些原子取代半導體中的一些原子(這些不同於半導體的原子就構成為雜質)，並假定這些雜質原



(a). 施素或N型　(b) 受素或P型

圖 9－51　在一半導體中的雜質

子較半導體的原子具有較多的電子。例如，在矽或鍺中，每一原子分配四個電子至價能帶中，我們如將少許磷或砷的原子加進半導體中，則因每一磷或砷原子係分配五個電子至價能帶內，則每一雜質原子就較半導體原子多餘一個額外電子，這些額外的電子(它們不能容納在原有晶格的價能帶中)係佔有正位於傳導帶下方的一些分離能階，如圖 9－51 (*a*)所示；帶與階之間的間隙可能為一電子伏特的幾十分之一。這些多餘的電子很容易被雜質原子釋放，並受激發而至傳導帶中。於是受激發的電子就使半導體的導電性增加。像這一類的雜質原子就稱為施素；稱

此半導體為N型（或負）半導體。

相反地，雜質的原子所含的電子數可能較半導體中原子所含有的電子數為少。在此情況，矽及鍺即為宿主物質（*host substances*），雜質原子可以為硼或鋁，二者中每一原子僅有三個電子分配於它們各自的價能帶內。在此情形下，雜質遂使鄰近價能帶上方產生空的且為分離的能階（圖 9－51 (*b*)）。因此甚易使價能帶中具有較多能量的電子受激發而至雜質能階中去。這一過程使價能帶中產生空態，或電洞。正如以上所述，這些電洞的功能猶如正電子一樣。這一類的雜質原子就稱為受素（*acceptor*）；稱此半導體為P型（或正）半導體。

【施素能階】（Donor energy level）

在半導體中給予者的能階。

【施萊佛】（John Robert Schrieffer 1931-）

美國物理學家，1931 年五月三十一日生於伊利諾州之橡園（*Oak Park*），1957 年伊利諾大學博士。先後任教於芝加哥、伊利諾及賓夕凡尼亞大學，對半導體、超導性、多體問題及磁性均有研究。與巴爾定（*J.Bardeen*）及古柏（*J.N.Cooper*）共同發展超導性的*B.C.S.*理論，奠定超導性理論的基礎，三人因此同獲 1972 年諾貝爾物理學獎。

【施感磁體】（Inducing magnet）

引誘鐵條使具磁性之磁鐵，名為施感磁體。

【春分點】（Vernal equinox）

天體的赤道和黃道相交於兩點，其中太陽自天體的赤道由南向北時，所越過的那一點就是春分點；自北向南時，所越過的那一點就是秋分點（*autumnal equinox*）。

太陽的中心通過這些點的時刻，就是春分、秋分；包含那時刻的日子，就是春分日、秋分日。

太陽通過春分點的日子，約在三月二十一日前後。太陽在赤道的正

上方，世界各地的日出都是在正東方，日沒都是在正西方，晝夜的長短相同。

【春秋分線】(Line of equinoxes)

赤道面與地球軌道面或黃道(*ecliptic*)面夾一角度爲 23° 27′。此二面之交截線稱爲春秋分線。地球爲一巨大廻轉器，其自轉軸爲通過北極及南極之線，此軸繞黃道面之法線作東-西向進動，如圖 9—52 所示，其週期爲 27,725 年或進動角速度約每年走 50.27″之弧，或 7.19×10^{-11} 弧度秒$^{-1}$。地軸之進動使春秋分線之方向作相同之改變，此爲喜帕秀士(*Hipparchus*)約於西元前 135 年所發現之結果。地軸之進動乃因太陽及月球作用於地球之力矩(*moment of force*)產生，地軸亦有一振幅爲 9.2″之章動(*nutation*)且其振盪週期爲 19 年。

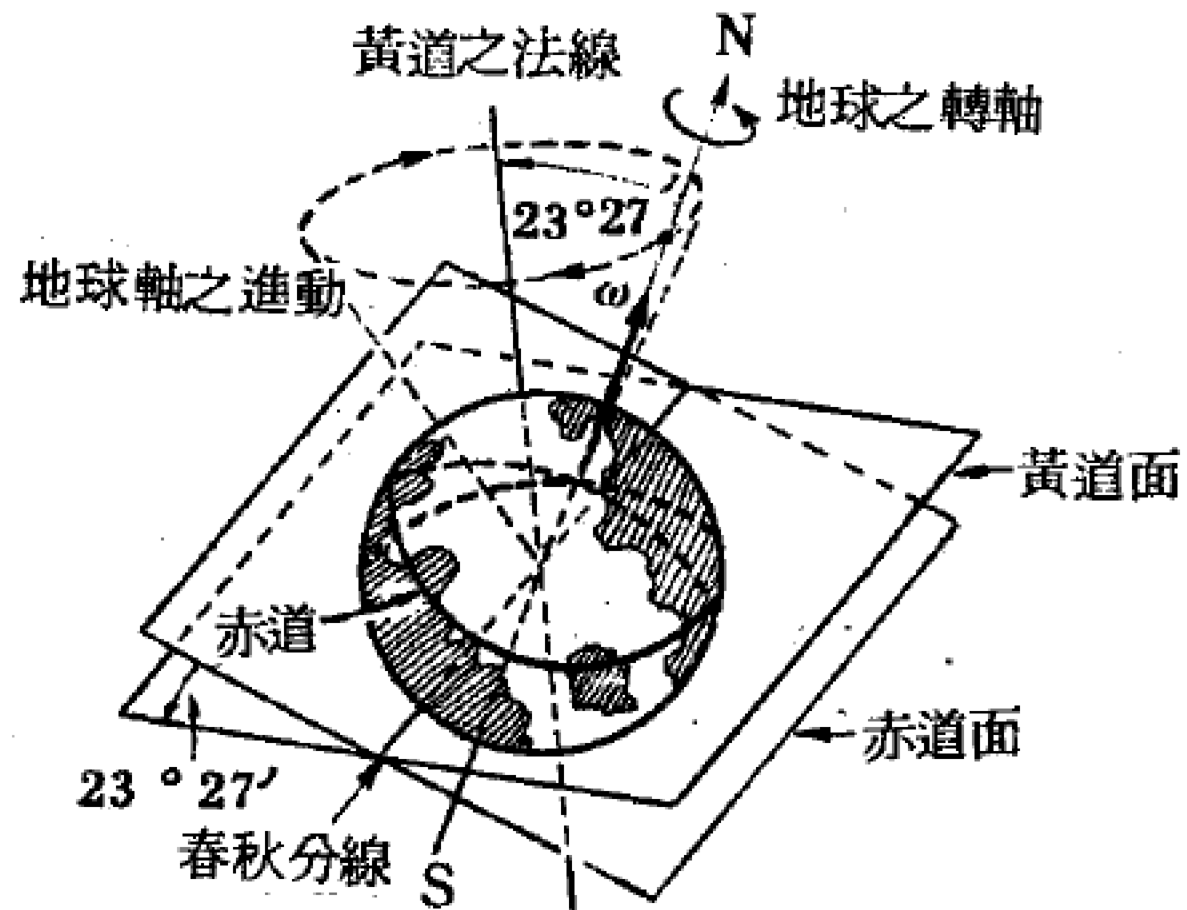


圖 9—52　地球轉軸之進動

【映像管】(Picture tube)

亦叫布浪管(*Braun tube*)，爲德國的物理學家布浪(*Braun*)於 1897 年創作的裝置。由抽成眞空而在底面塗螢光物質的玻璃容器，發出電子的陰極，使電子射線收縮爲細電子束的柵極、陽極，爲改變電子的方向而加高電壓的偏向板等而構成。如圖 9—53 所示。

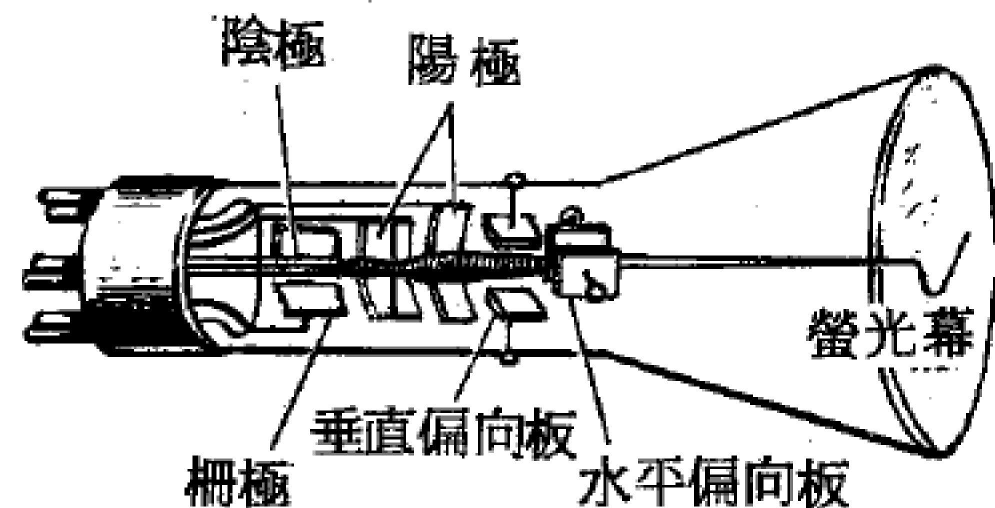


圖 9—53　映像管

由陰極射出來的電子，被陽極所吸引而加速，並聚集，而於通過垂

直偏向板時，受上下偏向之控制，通過水平偏向板時，受左右偏移之控制，最後撞及螢光膜而發光。

由膜上發光的位置得知電子撞在何處，由這種位置也可知加於偏向板的電壓，或電壓變化的情形。示波器（能觀察電壓或電流隨時變化的器械）就是利用此原理所製成。

又用偏向線圈代替偏向板，使隨畫面變化的電流通過偏向線圈時，即可使電子線隨磁場而轉彎，在螢光膜上顯出與原來的畫面相同的影像。電視機的映像管就是利用這種原理者。

【星之亮度】（Brightness of stars）

指從地球看去，星的明亮度而言，並以一等星、二等星………的等級表示。肉眼所看得見，且最明亮的二十個星之平均明亮度的星叫做一等星，它的 $\frac{1}{2.5}$ 明亮度的星是二等星，二等星的 $\frac{1}{2.5}$ 明亮度的星是三等星。又比一等星明亮 2.5 倍的星是 0 等星；比 0 等星明亮 2.5 倍的星是 −1 等星。肉眼可看到 6 等星。

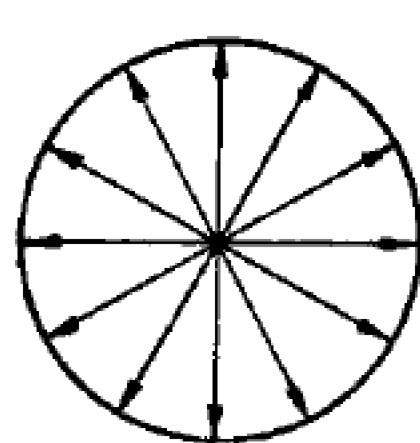
參閱“星等（*Magnitude*）”條。

【星之顏色】（Color of stars）

恆星是由於表面不同的溫度，看起來有赤、黃、白等顏色。一般說來，赤色是 3,000°C，黃色是 6,000°C，白色是 10,000°C，青白色是 15,000°C。

【星光之偏振】（Polarization of star light）

光可視為正交於傳播方向而振動的橫波所構成。星光為由大量的電磁波所組成，每波均有其自己的振動平面。由不同波長的電磁波向四周輻射。如各波在各平面內振動，則星光未被偏振；如僅一平面振動則光為被偏振。如圖 9—54 (*a*)顯示未被偏振之光，由一端所見的現象。(*b*)顯示被偏振後的平


(a)未被偏振的光

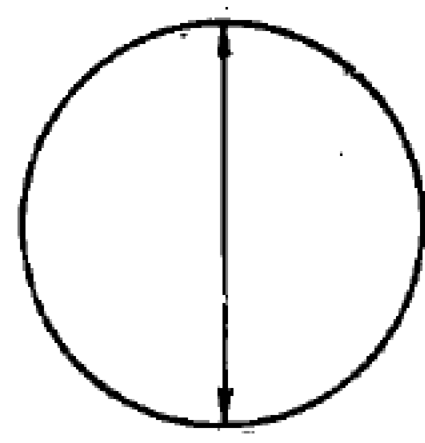
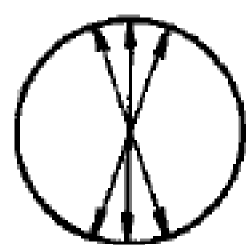
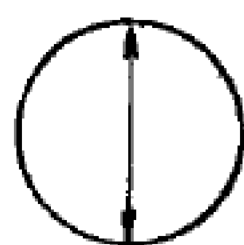

(b)被偏振後的平面光

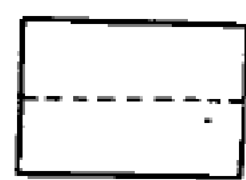
圖 9—54　光的偏振

面光。(*a*)與(*b*)的光皆向正交於紙面的方向傳播。在實驗室中，欲偏振一束光只需將光束通過尼可耳稜鏡（*Nicol prism*）或偏振濾光板即可，偏振光僅能通過其一個振動平面。如將偏振後的光束再通過另一偏振濾光板，而放置的方向與第一個濾光板方向成 90°角，則無光線自第二個濾光板射出。


(a)部分偏振的入射光


(b)第一個偏振濾光板的方位


(c)通過偏振面的光


(d)偏振濾光板的另一方向

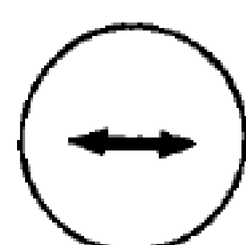

(e)通過偏振面的光

圖 9—55　偏振的實驗

通過偏振濾光板的振動平面，可廻轉濾光板變動之。因此如第二濾光板對第一濾光板廻轉 90°，則光通過與第一濾光板相同的同振動面。而貫穿第二個濾光板。故欲探測一光源的偏振程度，將光線通過一濾光板，並量度光經各偏振位置後的強度。如圖 9—55 (*a*)爲僅有三個振動平面的部分偏振光；如光經過一偏振濾光板，其經過的平面如(*b*)圖所示，則僅含如(*c*)所表示的一個分面。如將偏振板廻轉 90°如(*d*)，而使入射光(*a*)經過之，則僅有斜向的振動光線在水平方向上的分量會通過。這樣的光線名爲部分偏振。在前例中濾光板的放置如(*b*)時所通過的光爲最多；如(*d*)時爲最少。偏振程度 P，可由下式量之：

$$P = \frac{I_{(b)} - I_{(d)}}{I_{(b)} + I_{(d)}}$$

式中各 I 爲光通過偏振濾光板如(*b*)或(*d*)放置時的強度。

自然光源通常不被偏振的（$P = 0$）。通過這樣的光之偏振濾光板，當其廻轉時光並無變動。光的反射和散射常使光偏振。偏振現象在天文學中曾對行星的反射光和日冕（*corona*）均須加以研究。而其對遙遠的星球則正將開始擔任重要的角色。

反射星雲（*reflection nebulae*）的光早已知其爲部分偏振光，因當通過偏振濾光板的振動面與星雲及其照明星球的連線成正交時，其表面亮度比偏振濾光板由這位置廻轉 90°時爲較小。這偏振的方式是由

小質點依散射定律而產生的，常被稱爲輻散狀的偏振（*radial polarization*）。

星光穿過一群小質點雲，並不一定會被偏振，如太陽光經過地球上的大氣，因受大氣分子的吸收，而變得微弱，但結果仍未被偏振，即係散射對稱之故。希爾納（*W.A.Hiltner*）曾注意到星球極相接近時，其偏振面有相互平行的趨向。而銀河附近的星球只有一個一般性的趨向，即它們的偏振面都平行於銀河面。由以上星際偏振現象的性質，可知在星際間的質點並不是圓形，而呈針形或橢圓體形，且其排列的方向是一致的，這或許是由於星際磁場的作用。即使質點並非導體，它們的核心亦必具有磁性或金屬性，才能接受磁場的排列作用。

【星芒接法】（Star connection）

詳閱“三角形連接法（*Delta connection*）”條。

【星座】（Constellation）

我們實在見到的星辰不但數目遠比應該見到的爲少，而那些較明亮的星辰還各成系統。可分組別，稍經學習，便易於辨認。那些一組組的星群，稱做星座，它們有奇特的名字，但是這些星群和它們的名字所稱的人、獸或物往往絕不相像。這些名字大都源於埃及（*Egypt*）和古希臘（*Greece*），其中所用的人名都是古代的英雄，例如赫邱利（*Hercules*，星座名；中譯武仙）和百爾脩（*Perseus*，星座名；中譯英仙）。星座有永不沒落的，卻也有永不在中國升起的，要看到這種星，你便得去住在南洋或其他在南半球的地方。這猶如你在室內轉身時，只向上直視，你便只能見到天花板而見不到地板。

多祿某的天文集（*Almagest*）中所載的星座僅四十八個，以後各有增加；現今所常用的共八十八座。列於下表中：

次序	簡　寫	拉　丁　名	中　名
1	*And*	*Andromeda*	仙　女
2	*Ant*	*Antlia, Antlia Pneumatica*	唧　筒
3	*Aps*	*Apus, Avis Indica*	天　燕
4	*Aqr*	*Aquarius*	寶　瓶
5	*Aql*	*Aquila, Iwith Antinousl*	天　鷹
6	*Ara*	*Ara*	天　壇
7	*Arg*	*Argo, Argo Navis*	南　船
8	*Ari*	*Aries*	白　羊
9	*Aur*	*Auriga*	御　夫
10	*Boo*	*Boötes*	牧　夫
11	*Cae*	*Caelum, Caela Sculptoris*	雕　具
12	*Cam*	*Camelopardus*	鹿　豹
13	*Cnc*	*Cancer*	巨　蟹
14	*CVn*	*Canes Venatici*	獵　犬
15	*CMa*	*Canis Major*	大　犬
16	*CMi*	*Canis Minor*	小　犬
17	*Cap*	*Capricornus*	摩　羯
18	*Car*	*Carina*	船　底
19	*Cas*	*Cassiopeia*	仙　后
20	*Cen*	*Centaurus*	半人馬
21	*Cep*	*Cepheus*	仙　王
22	*Cet*	*Cetus*	鯨　魚
23	*Cha*	*Chamaeleon*	蝘　蜓

次序	簡　寫	拉　　丁　　名	中　名
24	*Cir*	*Circinus*	圓　規
25	*Col*	*Columba, Columba Noachi*	天　鴿
26	*Com*	*Coma, Coma Berenices*	后　髮
27	*CrA*	*Corona Australis*	南　冕
28	*CrB*	*Corona Borealis*	北　冕
29	*Crv*	*Corvus*	烏　鴉
30	*Crt*	*Crater*	巨　爵
31	*Cru*	*Crux, Crux Australis*	南十字
32	*Cyg*	*Cygnus*	天　鵝
33	*Del*	*Delphinus*	海　豚
34	*Dor*	*Dorado*	劍　魚
35	*Dra*	*Draco*	天　龍
36	*Equ*	*Equuleus*	小　馬
37	*Eri*	*Eridanus*	波　江
38	*For*	*Fornax, Fornax Chemica*	天　爐
39	*Gem*	*Gemini*	雙　子
40	*Gru*	*Grus*	天　鶴
41	*Her*	*Hercules*	武　仙
42	*Hor*	*Horologium*	時　鐘
43	*Hya*	*Hydra*	長　蛇
44	*Hyi*	*Hydrus*	水　蛇
45	*Ind*	*Indus*	印第安
46	*Lac*	*Lacerta*	蝎　虎

次序	簡　寫	拉　丁　名	中　名
47	*Leo*	*Leo*	獅　子
48	*LMi*	*Leo Minor*	小　獅
49	*Lep*	*Lepus*	天　兎
50	*Lib*	*Libra*	天　秤
51	*Lup*	*Lupus*	豺　狼
52	*Lyn*	*Lynx*	天　貓
53	*Lyr*	*Lyra*	天　琴
54	*Men*	*Mensa, Mons Mensa*	山　案
55	*Mic*	*Microscopium*	顯微鏡
56	*Mon*	*Monoceros*	麒　麟
57	*Mus*	*Musca, Musca Australis*	蒼　蠅
58	*Nor*	*Norma*	矩　尺
59	*Oct*	*Octans*	南　極
60	*Oph*	*Ophiuchus, Serpentarius*	蛇　夫
61	*Ori*	*Orion*	獵　戶
62	*Pav*	*Pavo*	孔　雀
63	*Peg*	*Pegasus*	飛　馬
64	*Per*	*Perseus*	英　仙
65	*Phe*	*Phoenix*	鳳　凰
66	*Pic*	*Pictor, Equuleus Pictoris*	繪　架
67	*Psc*	*Pisces*	雙　魚
68	*PsA*	*Pisces Australis*	南　魚
69	*Pyx*	*Pyxis*	羅　盤

次序	簡　寫	拉　　丁　　名	中　名
70	*Ret*	*Reticulum, Reticulum Rhomboidalis*	網罟
71	*Sge*	*Sagitta*	天箭
72	*Sgr*	*Sagittarius*	人馬
73	*Sco*	*Scorpio*	天蝎
74	*Scl*	*Sculptor, Apparatus Sculptoris*	玉夫
75	*Sct*	*Scutum, Clypeus Sobisekii*	盾牌
76	*Ser*	*Serpens*	巨蛇
77	*Sex*	*Sextans*	六分儀
78	*Tau*	*Taurus*	金牛
79	*Tel*	*Telescopium*	遠鏡
80	*Tuc*	*Toucan*	杜鵑
81	*Tri*	*Triangulum*	三角
82	*TrA*	*Triangulum Australe*	南三角
83	*UMa*	*Ursa Major*	大熊
84	*UMi*	*Ursa Minor*	小熊
85	*Vel*	*Vela*	船帆
86	*Vir*	*Virgo*	室女
87	*Vol*	*Volans, Piscis Volans*	飛魚
88	*Vul*	*Vulpecula,(with Auser)*	狐狸

恆星的名稱，是以所在星座的名稱，附以字母或數碼等符號；重要的星，都是用希臘文字的符號，不足的時候，則用羅馬字母*A*，*B*，*C*，…等符號，例如*αBoötes*、*βuMa* 等等。又有用數字來表示星體赤經（*right ascension*），赤緯（*declination*）作爲星名，希臘字母及其

名稱如下表：

字　　母	名　　稱	字　　母	名　　稱
Α, α	*Alpha*	Ν, ν	*Nu*
Β, β	*Beta*	Ξ, ξ	*Xi*
Γ, γ	*Gamma*	Ο, ο	*Omicron*
Δ, δ	*Delta*	Π, π	*Pi*
Ε, ε	*Epsilon*	Ρ, ρ	*Rho*
Ζ, ζ	*Zeta*	Σ, σ, ς	*Sigma*
Η, η	*Eta*	Τ, τ	*Tau*
Θ, θ, ϑ	*Theta*	Υ, υ	*Upsilon*
Ι, ι	*Iota*	Φ, φ	*Phi*
Κ, κ	*Kappa*	Χ, χ	*Chi*
Λ, λ	*Lambda*	Ψ, ψ	*Psi*
Μ, μ	*Mu*	Ω, ω	*Omega*

我國古代的二十八宿，也是星座的意義，現在把各宿的名稱，和相當的星座列表於下：

二十八宿

號數	宿	星　座	主　要　星	號數	宿	星　座	主　要　星
1	角	室女	α, ς	15	奎	仙女 雙魚	δ, β, η σ, τ, χ
2	亢	室女	χ, ι, φ, λ	16	婁	白羊	α, β, γ
3	氐	天秤	α, ι, γ, β	17	胃	白羊	35, 39, 41
4	房	天蝎	β, δ, π, ρ	18	昴	金牛	5, 4
5	心	天蝎	α, σ, τ	19	畢	金牛	α, γ, δ
6	尾	天蝎	υ, ε, ς, η	20	觜	獵戶	λ
7	箕	人馬	γ, δ, ε, η	21	參	獵戶	δ, ε, ς, α, β
8	斗	人馬	λ, ψ, σ, τ	22	井	雙子	δ, ε, ς, υ, λ
9	牛	摩羯	α, β, π, ρ	23	鬼	巨蟹	γ, δ, η, θ
10	女	寶瓶	ε, υ	24	柳	長蛇	δ, σ, η, ς, θ
11	虛	寶瓶 小馬	β α	25	星	長蛇	α, τ, ι
12	危	飛馬 寶瓶	ε, θ α	26	張	長蛇	α, υ, χ, φ
13	室	飛馬	α, β	27	翼	巨爵	α, β, ς, η
14	壁	仙女 飛馬	α γ	28	軫	烏鴉	β, δ, γ, ε

【星座視差】(Stellar parallax)

視差(*parallax*) 是由於觀察者位置的改變，而使一物體相對於觀察者的位置發生變化的現象(試在你面前握住一支針筆，先用右眼再用左眼，注意每次在針筆後出現不同背景)。星座視差是由於地球繞日而行時所產生的星球相對於地球的位置發生變化的現象。此一視差是以垂直於由星球到太陽所連直線的地球軌道的直徑兩端點至星球兩直線間所含的角度的二分之一來表示，如圖 9－56。其大小為 $\theta=\frac{1}{2}(180°-\alpha-\beta)$，式中角 α 及 β 為相隔六個月在 E_1 及 E_2 二位置所測得的值。從星球到太陽的距離 a，可由 $r=a\theta$ 求得，而 r 是地球軌道的半徑，θ以弧度表示。視差最大的(0.76″) 星球(即最近的星球)為半人馬星座(*α - Centauri*)。

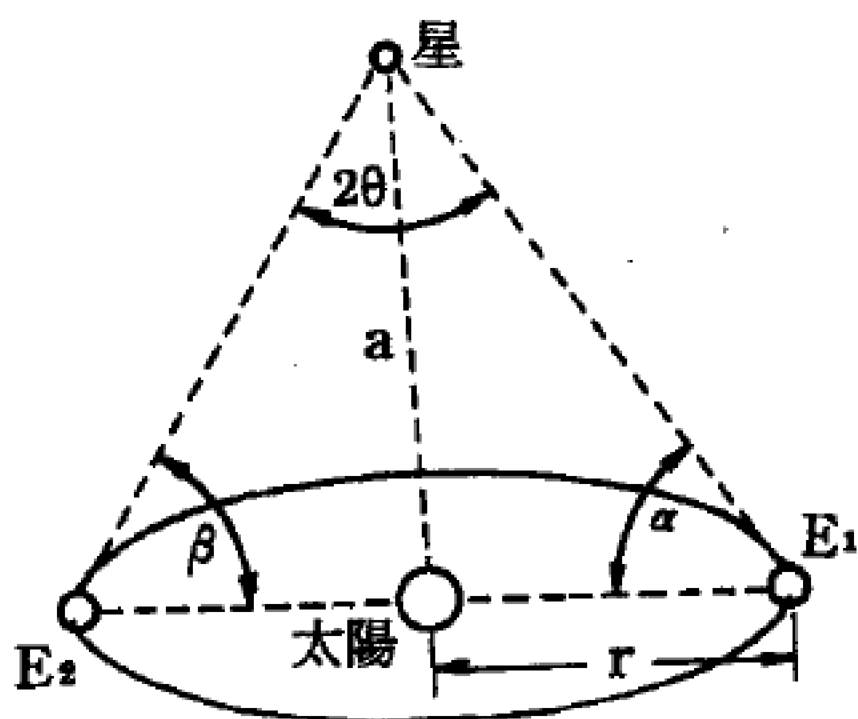


圖 9 — 56

【星宿】(Constellation)

星宿是沿著黃道和赤道一帶來劃分的。中國古代有二十八宿；印度也有二十八宿。經證明二十八宿是起源於中國，在戰國時代傳到西方，經過中亞細亞，傳入印度。其意義和今稱星座相同。

詳閱“ 星座(*Constellation*) ”條。

【星族】(Population of stars)

天文學家們不斷地努力，想把那看起來茫無頭緒的天空安排出一個秩序來，他們發現到，星辰的顏色、大小、化學組織、視線速度(*radial velocity*) 和它們的年齡及其在島宇宙(*island universes*) 結構中的地位都有某種關係存在。因此他們把一切星辰歸納成兩大類。第一星族(*population* Ⅰ) 包括旋渦島宇宙臂部以及像麥哲倫星雲(*Magellanic clouds*)般不規則島宇宙中的星辰。第二星族(*populat*

Ⅱ)則包括旋渦島宇宙心核處、橢圓島宇宙以及球狀星團(*globular clusters*)中的星辰。這種分類方法，一方面根據星辰在宇宙中分佈的地位，一方面還根據星辰的類型。在第一星族之中，最大最亮的星爲青巨星，能使其附近區域發出青光。第二星族之中，最大最亮的星爲紅巨星，其附近區域呈橘紅色。

這兩類中全都包含有無數光線較弱、各種顏色、各種類型的星辰。第一星族各星中同族間的聯繫非常明顯，顏色與大小間的關係直截了當，一目了然：星辰較小者紅而較冷；星辰較大者色青而較熱。直到數十年以前，天文學家們還一直相信，這一條規則(較大者較熱)可以應用到一切星辰上去，只不過有少數不可思議的畸形變態作爲例外罷了。後來，望遠鏡的發展，漸次深入到空間中去，看到了遠方的球狀星團，看到了更遠方的外層島宇宙，於是整個的變態星族就被發現出來了。在這一星族裏，巨星並非是青而熱，卻是紅而冷的。在這一星族裏，還有奇異的脈動星(*pulsating stars*)。當他們描繪顏色與大小間的關係圖時，發現第二星族的關係圖原是一根不規則的曲線。

直到核子物理學發展以後，我們對這種變態現象才知道它原因何在。天文學家們對於那控制星辰燃燒的熱核反應既已有所瞭解，於是才領悟到，不同類型的星辰原來代表著星辰進化史上不同的階段。一般言之，星辰的生命程序大致如下：

(1)星辰首先堅定不變地燃燒著，在其所含氫氣還未焚去百分之十五以前，其性質並無多大更改。它的燃燒速率因其本身大小而異。星辰較大者燃燒時較速。

(2)待星辰的含氫量焚去百分之十五以後，它本身卽開始變化。這時候，它消耗燃料甚劇，燃去所剩百分之八十五所需的時間竟與最初燒去百分之十五相等。它漸次冷卻，同時也漸次膨脹，脹大到原來大小的五十倍或一百倍，變成了紅巨星或超巨星(*supergiants*)，其容積有大

於太陽八十萬萬倍者。

⑶當它用罄含氫量百分之六十時，它的內部壓力開始跌降，原先脹大的外層開始向內凹陷。當它收縮之際，常會變成不穩定狀態，以後或者成爲脈動星，或者爆炸而成新星（ *nova* ），最後終於崩潰而成爲火光熄滅的白矮星（*White dwarf* ），那特僅能因緩慢壓縮所發微熱而略有低弱的光耀，這種壓縮作用把所有物質擠壓得非常緊密，最後每一立方吋的物質竟會有好幾噸重。

第二星族的星辰之所以能把進化順序表現得如此纖毫畢露是因爲它們所在的球狀星團和橢圓島宇宙（ *elliptical island universes* ）中缺乏塵埃與氣體，因此新的星辰無法形成。它們在孤立狀態中，獨自變化，自創造以後即無新的補充，因此每一個體漸次成長，漸趨衰老，剛可以顯示出星辰發展史上的每一階段。至於第一星族的星辰，雖然也經過了同樣的進化順序，但因爲它們的旋渦臂（ *spiral arms*)部環境中含有著大量的塵埃和氣體，新的青巨星可以繼續不斷地生成，以代替那燒盡焚絕的星辰，所以就其整體而言似無多大變化。爲了這一緣故，所以銀河還發出青色原始性的光芒。等到宇宙雲消耗殆盡，青巨星卒告熄滅之時，銀河也終會堅決不移地變得微弱而呈黃色。即在目前，銀河中所含細小的紅色與黃色星辰也遠較青巨星爲多。可是它的將來還可有很長的時間。要再過五百萬萬年後，最後碩果僅存的一些光度微弱而燃燒徐緩的星辰才會完全崩潰熄滅，到那時候，我們這一島宇宙就會永留在漫漫長夜之中了。

【星球之構成】(Composition of stars)

一般像太陽的恆星大部分是氫氣，小部分（從10％到30％）是氦氣，剩下的百分之十二是其他元素。至於行星和衞星則像地球一樣由較重的元素爲主要成分，除了木星以外，最輕的氫氣都已經逃逸掉了。

【星等】(Magnitude)

星辰除可以組別爲若干星座外，依其光芒強弱又可分爲若干星等。從前多祿某（*Ptolemy*）把肉眼所能看見的星分爲六等，最亮的叫一等星，次亮叫二等星，以此類推；後來用計量法分析星的光度，發現每差一星等其光亮度大約差2.5倍，這就叫做波克松定律（*Pogson's law*）。

現在假設以肉眼所看見的最小的六等星的光爲單位，則各等的光量如下表所示：

星等	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
光量	100	39.81	13.85	6.309	2.512	1	0.40	0.16	0.06	0.025	0.010

就是每隔五等，光量改變百分之一。此種關係亦可應用至望遠鏡所見的星。

星等有視星等（*visual magnitude*）和攝影星等（*photographic magnitude*）的區別。除*A*型星外，其他各型星的這兩種星等，都不相同。攝影星等減去目視星等所得的數，叫做色指數(*colour index*）。各種星的色指數大致如下表：

星色	青星		白星			黃星				紅星		
光譜	B0	B5	A0	A5	F0	F5	G0	G5	K0	K5	M	K
色指數	−0.3	−0.21	+0.00	+0.23	+0.43	+0.65	+0.86	+1.07	+1.30	+1.51	+1.68	+2.5

其他還有設計和肉眼感度相近似的底片上的星等，叫仿視星等（*photovisual magnitude*）；用電阻測輻射熱器（*bolometer*）所計算的星等，叫做測熱星等（*bolometric magnitude*）。

假設恆星在10秒差距的位置時的星等，叫做絕對星等（*absolute magnitude*）；用以比較恆星的眞正的光強。太陽的絕對星等爲4.85等。絕對星等愈明，實際光量愈多。恆星的絕對星等，隨光譜而不同。例如*B*型約爲−2.5等、*A*0約0等、*F*0約2.5等、*G*0約4.5等、*K*0約6.5等、*M*0約10等。天文學家也用三個濾光器：紫外線、藍色和黃色，來量星球亮度的三種星等：紫外星等、藍星等和視星等（*ultraviolet, blue*

and visual magnitude)。 若用藍星等和視星等的差作橫軸，用紫外星等和藍星等的差作縱軸，所有溫度的正規星都落在一條平滑曲線上，如圖9－57。最熱的星在圖形的左上角，最冷的在右下角。似星體則落在高於曲線的區域內；它們強烈的紫外線輻射使之脫離曲線而在圖中居較高的位置。某些白矮星(*White dwarf*)也在此區域內，但因無較大紅位移(*red shift*)之故，可與似星體(*quasi-stellar objects*)區分開。

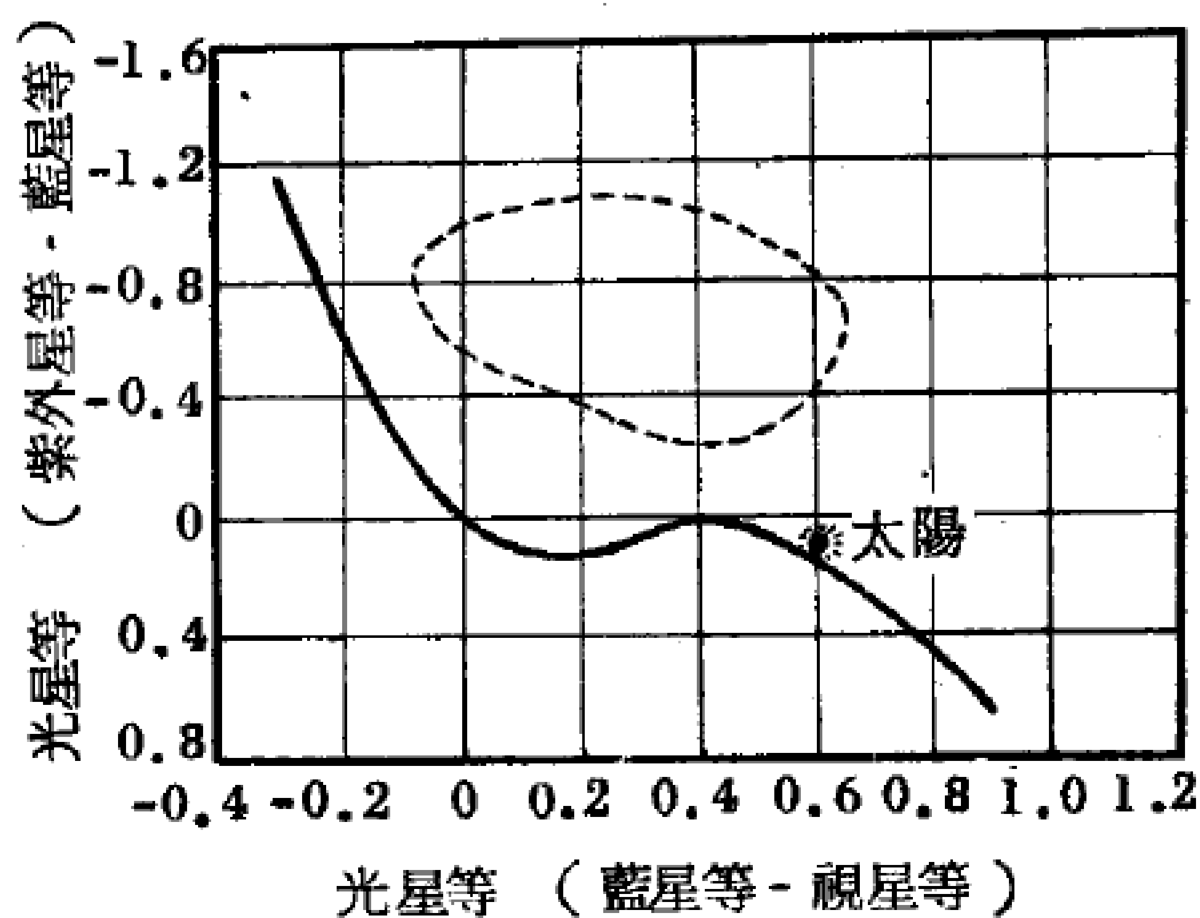


圖9－57

【星雲】(Nebula)

天空中有一種天體，呈渾茫的光，沒有正確的輪廓，呈種種的形狀，叫做星雲。所謂星雲實是星際氣體或塵埃所構成一大塊的雲氣，有的能自己發光，顯然爲星群；有的卻須靠和它混在一起的恆星發光才能被我們看見。

除了二、三個大的星雲，肉眼可以看見以外，差不多都要用望遠鏡來窺測。自十七世紀初葉最初發現仙女座星雲(*nebula in Andromedae*)和獵戶座大星雲(*the great nebula in Orion*)以來，現在的星雲總數已達一萬二千以上。

由星雲的視差(*parallax*)和分佈(*distribution*)研究之結果，可以分爲銀河星雲(*galactic nebula*)和河外星雲(*extra-galactic nebula*)兩種。銀河星雲是氣體和塵埃集合而形成，又可分成黑暗星雲(*dark nebula*)、瀰漫星雲(*diffuse nebula*)和行星狀星雲(*planetary nebula*)； 河外星雲是恆星和星間的物質集合而成，又分爲旋渦星雲(*spiral nebula*)、梭狀星雲(*spindle nebula*)和橢

圓星雲（ *elliptical nebula* ）幾種。

星雲可以把它看做一個熱平衡的系統，星雲裏的星可以看成爲構成星雲的粒子，星的質量約爲 $10^{33}g$，而大多數星的速率約爲 $10^7 cm$ ／ *sec*，由此可求出星雲內溫度的情形。

【星雲說】（ **Nebula theory** ）

這是對於宇宙進化（ *universal evolution* ）的假說，用來說明太陽系的成因。最初爲德國哲學家康德（ *I.Kant* ）所提出，他的說法大概是：宇宙間起初是稀薄氣體瀰漫空中，這氣體集合而成星雲，大塊的因衝突等發熱，起廻轉運動，就生灼灼的大熱氣。太陽系也是屬於星雲的大熱氣，因放熱而漸漸地收縮；又因廻轉運動迅速，故在廻轉軸直角方向膨大而成扁平，就離開本體而生環在它的周圍，這環破壞凝結，形成數大塊；它的本體就是太陽，結成在周圍的就是許多行星。更由行星分離而出的稱做衞星。行星沿太陽赤道面附近的軌道，以同方向廻旋於太陽的周圍，各自又再廻轉於同一方向，衞星也有自轉，且沿著主星赤道面附近的軌道而廻繞主星。以上許多現象，和土星現尚有環存在的事實，和星雲現存的事實相合，都足以證明。太陽是太陽系根元的最大主體，現今尚在赫灼的白熱狀態；而地球次第放熱的結果，現今僅內部尚存所謂火圈的部分，至於地球的衞星月球（ *Moon* ），是更小的天體，已經全部冷卻了。

【星溫磁縮融合器】（ **Stellarator** ）

在一封閉環狀管中，有一個比較明顯而類似硬心揑縮系的方法，可用來圍控電漿，即繞著電漿外圍加一很強的軸向磁場，作法很簡單；繞環狀管加一線圈（或分開來的許多單圈），如圖 9 — 58 所示，並通以電流。但很不幸這種方法不能導至穩定的圍控，由圖中就可看出，環狀管內面的線圈比外面的要靠得近些，以致於靠管內壁的電漿中磁場較強，即橫截面的磁場不均勻，因而電漿整個向外壁漂移（ *drift* ），即向

磁場較弱方向漂移，圍控電漿就不可能了。

事實上在一環形管或在任何形狀的封閉管中，就如在一平面上的橢形管（*oval*）中，磁力線都是繞著管子而自我封閉的，在所有的這種管內，磁場都是不均勻的，故電漿會發生漂移現象，但假如使磁場變形，以致磁力線繞一圈後，不與原磁力線閉合，電漿漂移現象會大大減低甚至消除，這就是星溫磁縮融合器的基本原理。

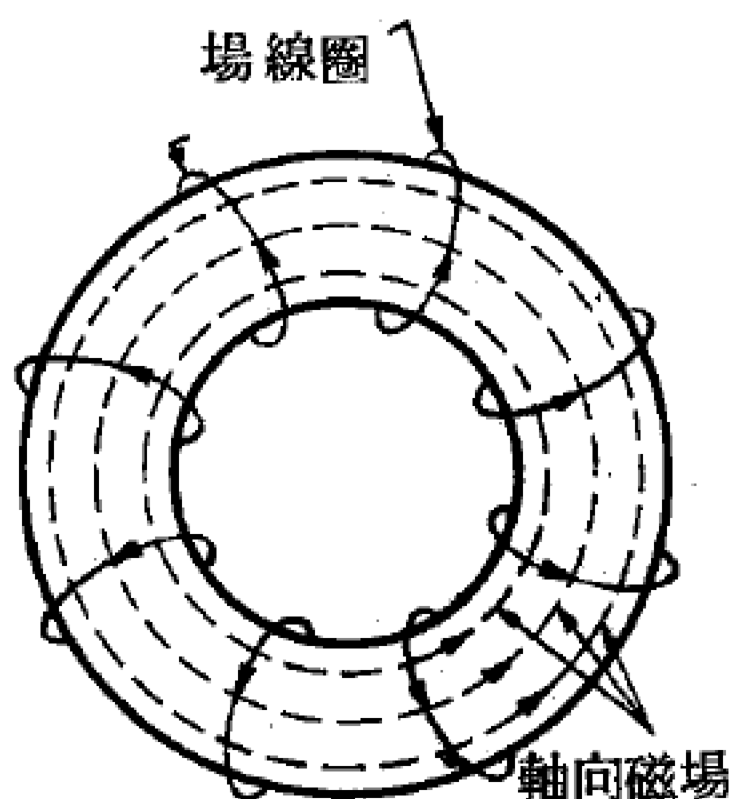


圖 9—58
在一封閉環狀管中造成一軸向磁場環內面的磁場線圈比外面的要靠得近，故不是均勻磁場，而在沿直徑方向由管內壁向管外壁逐漸減弱。



圖 9—59
星溫磁縮融合器的概念

早期為要做成星溫磁縮融合器，將管子扭成8字形，類似個花捲如圖9—59，管子不在同一平面上，後來發現在同一平面上的封閉管中，用兩組磁場線圈也可以造成同樣的效果，其中一組稱為圍控磁場線圈（*contining field coil*）（圖9—60），只要很單純的用來產生軸向磁場（圖9—58

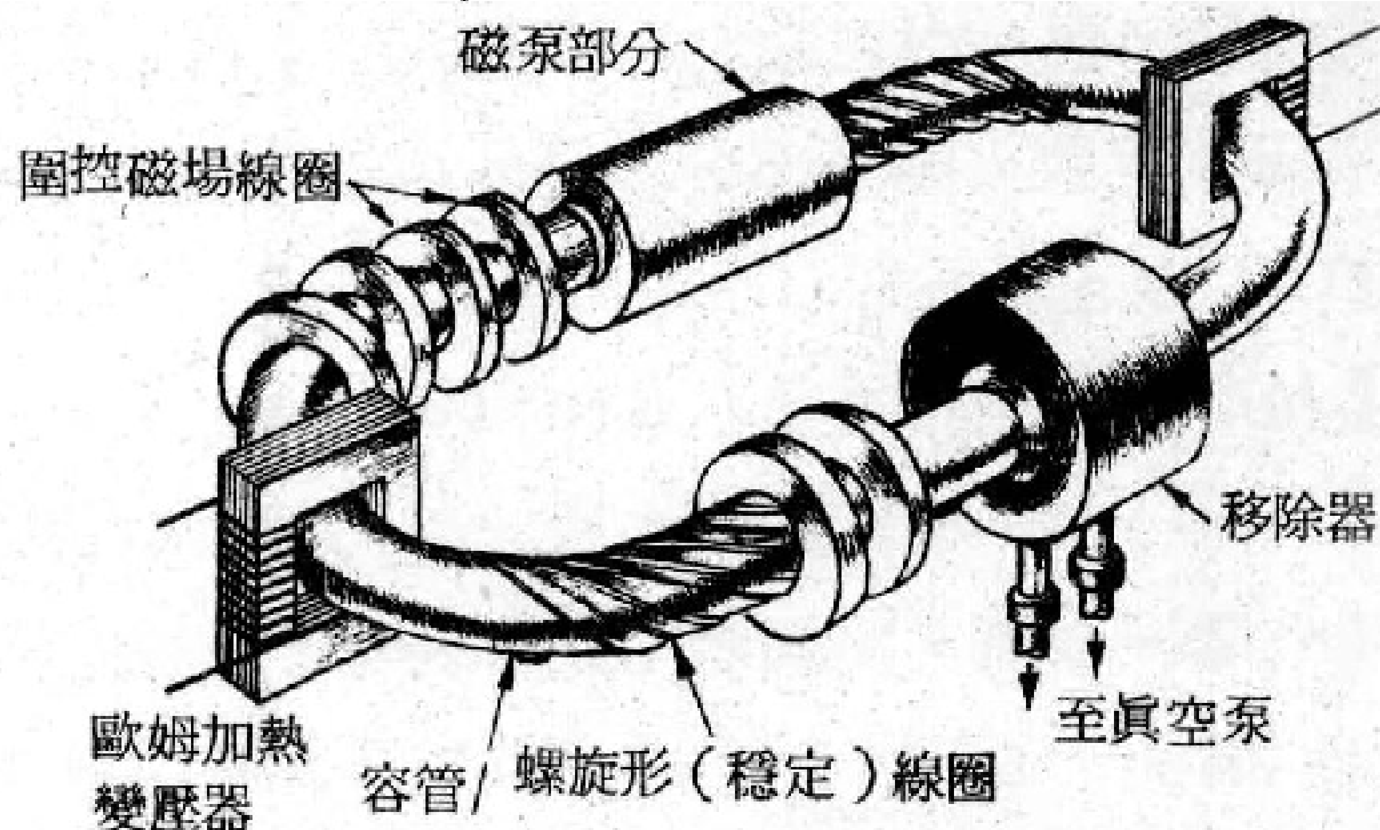


圖 9—60　C型星溫磁縮融合器
（沿著整個管子都有圍控磁場線圈及螺旋形的線圈環繞，但為簡單起見，圖中一部分被省略）圍控磁場線圈產生一軸向磁場，螺旋形線圈使磁場變形，亦具穩定效用，磁泵部分，用來加熱電漿，移除器用來移去雜質

），另一組如圖 9 — 60 示螺旋形（穩定的）線圈，在相鄰交互圈中流過相反的電流，就會使磁場變形，但這組線圈也有相當程度的穩定作用，使嚴重的磁氫不穩定性在星溫磁縮融合器中不致發生。

【星溫磁縮融合器系統】（ Stellarator systems ）

詳閱“星溫磁縮融合器（ *Stellarator* ）”條。

【星團】（ Cluster ）

多數恆星密集的集團，叫做星團。星團可以分為兩種，一種叫做疏散星團（ *open cluster* ），一種叫做球狀星團（ *globular cluster* ）。

疏散星團沒有一定的形狀，是恆星的不規則集合；光度強弱不同，星數多寡也不一定。多散在銀河面附近，光譜和恆星光譜相似。普通在同一星團的恆星有公共的自行。現在已經知道的這類星團約 200 個；主要的如下表所示：

主要的疏散星團

赤經	赤緯	星座	直徑	特殊名稱
時 分				
2 13	+56°40′	英仙	36′	二重星團
3 42	+23°48′	金牛	120′	昴星團（ *Pleiades* ）
4 14	+15°23′	金牛	200′	畢星團（ *Hyades* ）
6 3	+24°21′	雙子	40′	
8 34	+20°20′	巨蟹	60′	積尸增三（*Praesepe*）

球狀星團是為球狀，向中心密集；有二、三個肉眼也可以看見。它的分佈，是偏向人馬星座（ *Sagittarius* ）中某點的附近。星數普通約 5,000 左右。球狀星團中，有許多變星發現，差不多都是造父變星（ *cepheid variable stars* ）；這些叫做星團變星（ *cluster variable* ）。由星團變星，可以知道星團的距離。

球狀星團的直徑約 500 光年。其中輝星的光譜多 *F* 型，亦有為 *G* 型

。視線速度各有不同，但以接近居多。

【星際之氫】(Interstellar hydrogen)

天河含大量的氣體和星際微塵。其中大多數集中為塵雲其大小範圍由圓黑而緊密的微小塵埃，集成周圍直徑約1／10或1／100光年大塵雲，以至由龐大混亂的氣體和微塵所成廣袤幾百秒差距的塵雲集團，如那些在獵戶座(*Orion*)、金牛座(*Taurus*)、天鵝座(*Cygnus*)及天蝎座(*Scorpius*)的星雲。

這些宇宙雲和銀河的旋渦臂(*spiral arms*)是混在一起的，它們是強固的集向於一層僅約800秒差距厚的天河面上，而在銀河面四方之擴展至少比厚度大50倍。

在太陽系附近氫氣體平均每立方厘米(cm^3)有一原子，一立方光年中含氣體質量約為10^{30}克(*grams*)。如星球能均勻擴展於太空中其密度將為相同的等級，因此含有太陽的旋渦臂之物質當均勻散佈於星體和氫氣體的兩者之間。

星際間除氫外當然尚有其他氣體，而其原子豐富量多寡與在太陽及其他大多數星族第一類星體上所發現的十分相類似。這些氣體可視為不純的物質在太空甚鮮，對太空中介質總量而言為甚微小的數。

宇宙的原子種類數量中除鋰(*Li*)、鈹、(*Be*)、硼(*B*)為例外，所有較輕的元素遠比較重元素為多。這可能由於星球中進行核子反應過程時，使它們的含量異常減少。據史必茨(*L. Jr. Spitzer*)對宇宙開闢論的研究，認為目前星際中鋰及鈹極少，硼則尚未發現，這三種元素異常稀少原因，認為原來介質中，根本就缺乏這些元素，或在過去某些時候在星球內進行核子反應過程時，就早已毀去這些元素，但此說不甚可靠。

在熱星球附近氫氣體幾乎完全被離化：卽離子與電子在星雲中互相獨立運動。當二者偶然碰撞時，一質子捕獲一個自由電子，而產生氣體

星雲的紅綫夜光。譬如一個O型星球可能使其周圍400光年半徑球內所有的氫皆成游離狀態。但一個BO類的較冷星球僅能游離80光年的距離的氣體空間。星際氫被游離的爲HⅡ區；那些氫呈中性的爲HⅠ區。太陽的星球游離作用至關重要，因其可記錄無光亮的星雲性質。美國海軍研究所已在離地球100*km*背太陽面的夜間空中測得氫所發出屬於來曼(*Lyman*)α輻射(α 1,216 Å)的微弱夜光此即由氫原子所引起，該處的氫原子之密度約$500g/cm^3$，該處的氫原子爲來自太陽系(*solar system*)，同時藉吸收太陽的紫外線再放射來曼α量子，故呈現螢光(*fluorescence*)。該類原子不斷的受到太陽的輻射壓力，而不斷的向外奔騰，同時不斷由太陽的原子來補充。例如在地球上產生極光(*aurora*)的太陽的氣體雲大都爲游離的氫(自由氣質點與自由電子)。

星球附近的星際氫吸收小於912Å的紫外線後，即被游離，據估計一個很熱的星球，其所射出的紫外線足能將其周圍400光年的介質游離。但超過這範圍，波長短的紫外線(小於912Å)無法通過，因爲短波長的射線易被吸收。

溫度爲隨原子及分子在介質中亂向運動速度(*randon velocity*)的大小而定，約需一個月的時間，星際中的氫原子才能撞上一個鄰近星球發射出來的光子，一波長爲912Å(來曼限度)之光子能量(13.6*eV*)，恰好能撞開氫原子的電子。一旦質子和電子脫離了相互的庫倫引力作用，二者便無足夠能量供其運動。但有些星球發射很多比912Å更短的波長，含在此種光子中的能量遠比13.6*eV*爲大。因此像這種波長短而含能高的光子，除了能游離氫原子外，尚能供給自由電子和質子以相當動能。光子的波長愈短，其能量愈大，經其撞擊後的自由電子及質子的動能也愈大。故原子或電子的速度大小僅與周圍星球所發出的輻射線性質有關。

按高溫星球能發出很多小於912Å波長的光子。故此類星球附近的

自由電子和質子分佈情形自然和低溫星球周圍的電子、質子分佈情形不同。若某星球比太陽冷，發出光子其波長爲接近於 912 Å。故太陽對其周圍的電子強迫其作緩慢運動，其周圍氣體溫度較鄰近白熱星球周圍的溫度爲低。

如星際氣體距上述二種星球遙遠時，則原子和光子相碰撞機會較少，而每單位時間內的游離次數亦極少，但儘管原子游離的百分比較少，由自由電子運動所產生的溫度仍約在 10,000 °*K* 之譜。因此係每單位容積內的電子數較熱星球附近者爲小，故該處電子與多量的中性原子相撞，會產生一種相當於低溫平均速度之分佈。

用無線電望遠鏡（*radio telescope*）探測此中性氫雲之存在，發現有一種波長爲 21*cm* 氫原子的發射線，這些星雲的溫度爲 100 °*K* 級。

微塵能對輻射作有效吸收，故在黑暗星雲（*dark nebula*）內能產生加強阻擋作用，微塵之質量在整個星際物質所佔的成分，僅 1 %至 2 %而已，其餘幾乎全爲氫氣。

【星際物質】（Interstellar matter）

星際物質除表示星球間的物質外並表現明亮或黑暗的雲狀天體（瀰漫星雲 *diffuse nebula*）。這些雲或瀰漫廣袤的空間，或形成恆星周圍的氣殼（行星狀星雲 *planetary nebula*），有些則不像星球的大氣或氣殼的如天鵝座 *P* 星（*P Cygni stars*）等可稱爲特殊星雲。

【星曆時】（Ephemeris time）

因科學需要高度精確，1956 年國際度量衡會議（*International Congress of Weights and Measures*）根據地球之公轉重新定秒。特別以 1,900 回歸年的 1／31,556,925.9747 爲一秒，這種特別選擇使時間標準不變，以地球公轉定義的時間稱爲星曆時。

【星體干涉計】（Stellar interferometer）

在解釋星體干涉計之前，我們先做一干涉的實驗，用細針在黑紙上

鑽兩個小圓孔儘量靠近。在夜晚用一隻眼睛注視兩孔，一隻眼睛閉起，且看遠處之一燈，例如在一百碼以外的一螢光燈或一鈉燈。兩孔之聯線必須與燈之長度交叉然後再用兩平行光線，各由一開口射出。均被眼睛集聚在焦平面上，即眼睛背後之視網膜（*retina*）上在該處造成一對光敏感的屏幕。若平行光柱來自寬廣隔離的物標，可在一正常眼睛的視網膜上相聚，則可造成該物標之清晰物像。在一方向中若選擇之光線在紙上有一光程差 AB，等於光波之一整數值（如圖 9－61 ）。則將相互加強；故在此方向中眼睛看見一極大。此極大被極小分隔，則此光程差 AB 爲波長半值之奇數值。

此實驗爲一有趣的說明，但決不可視爲一簡化的干涉計。設想試以一十分靠近的燈做此實驗，則可看見螢光管之厚層。該管之每條光線發生一干涉花樣，但不同條光線之花樣並不均落在每個頂層上，故完全花樣變弱或可能完全掃除。

此種思考導致邁克生（*Michelson*）想出一方法能測定一星的直徑。我們知道一完善的望遠鏡在優良的大氣環境下，從未看見一星沒有艾瑞（*Airy*）繞射花樣的，此艾瑞繞射盤之起源並非由於星體本身，而是來自望遠鏡。

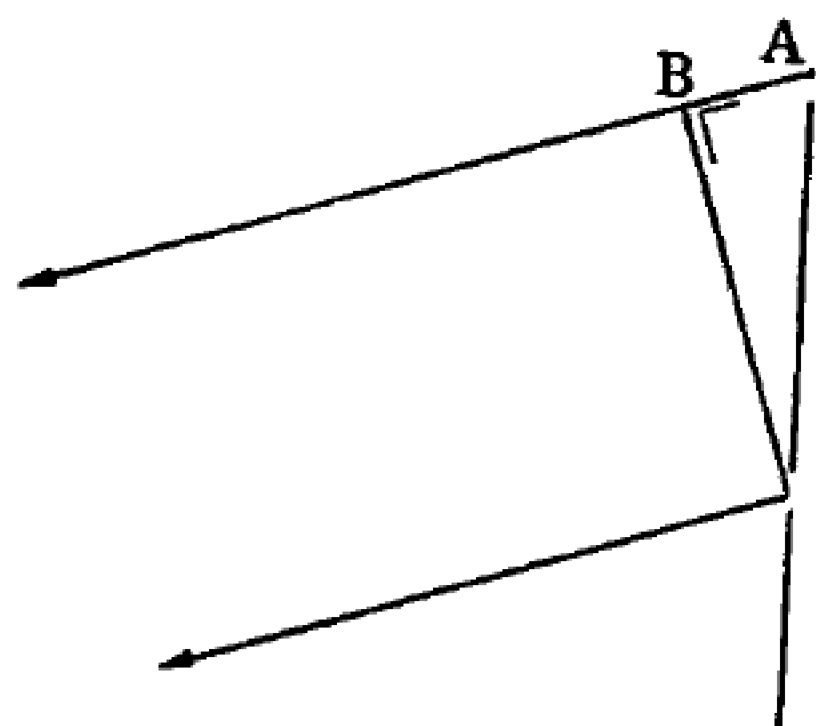


圖 9－61　由兩仄縫而來的平行光柱

茲由圖 9－62 所示，四面鏡子安裝在一望遠鏡中，然後全體對準一星體。

在黑紙上孔間之距離相當於圖 9－62 中標識 a 之距離。鏡 M_1 及 M_2 各在一光柱上，而二者間距離能變動。當二者靠攏時，所有星體產生干涉條紋。對星 a，設爲獵戶星座（*Orion*），又稱獵戶星座第一號星（*Betelgeuse*）。若增加 M_1M_2 距離便可消滅此繞射花樣。由臨界距離（*critical distance*）之知識計算此星之直徑爲 0.047″（弧度一秒

的1／47,000）。由1 *mm*距離之張角爲4.4 *km*。此星之盤大至恰能對此二鏡間之距離使干涉花樣消滅。

此種星體干涉計不能在室內做，光柱爲6.3米長，而儀器長至15*m*。望遠鏡之鏡必須亦有大的直徑，俾能有足夠的強度。縱使物像大爲擴大，亦須分離纖細的干涉條紋。

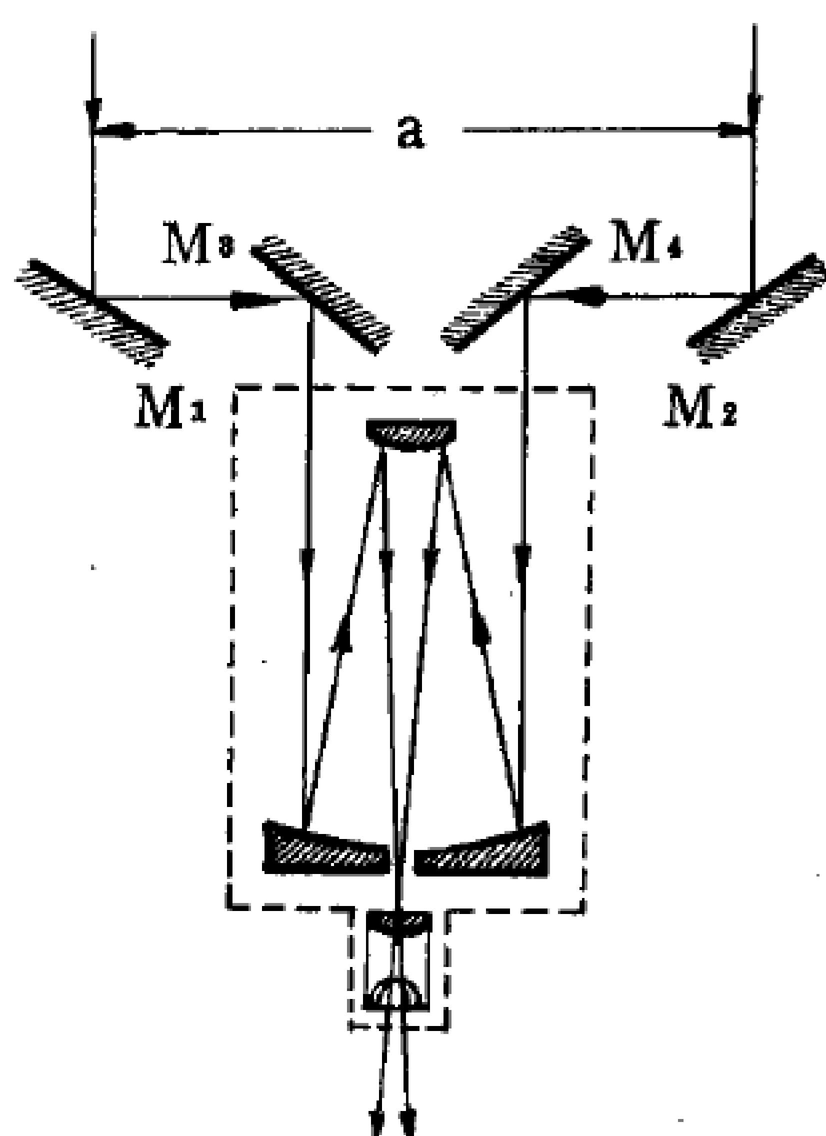


圖9—62 星體干涉計
兩條射來的光柱均聚集於望遠鏡

【柯卜定律】（Kopp law）

謂固體的摩爾熱約等於組成原子熱的總和。

【柯立芝*X*射線管】（Coolidge X-ray tube）

詳閱"*X*射線管（*X-ray tube*）"條。

【柯克勞夫】（Sir John Douglas Cockcroft 1897—1967）

英國原子核物理學家。1897年五月二十七日生於英國陶模登（*Todmorden*）。第一次世界大戰時從軍，戰後入曼徹斯特工學院，於1922年獲電機工程學士，再入劍橋大學聖約翰學院進修，於1928年獲哲學博士學位。由於最先擊破原子，與沃耳呑（*Ernest T.S.Walton*）共獲1951年諾貝爾物理學獎。1932年在劍橋大學卡分地西實驗室共同設計製成柯克勞夫、沃耳呑加速器，將質子加至高速以轟擊鋰（*Li*）原子，每個鋰原子分成兩個氦（*He*）原子。在第二次世界大戰期中，柯克勞夫領導空防之研究，並在加拿大主持原子能研究工作，1946年在英國哈威耳原子能工廠（*Harwell Atomic Energy Plant*）任研究主任，1948年封爵。

【柯克勞夫、沃耳呑加速器】（Cockcroft-Walton accelerator）

此加速器利用數個整流器與電容器所組成的高壓裝置以加速電子、質子或氘核等粒子。直流高電壓可由變壓器、高壓整流管與電容器之組合獲得。但無法獲得一個能耐數十萬伏特的整流管，整流管所能耐之最高電壓約爲 200 仟伏特。電容器在製造上雖未具如整流管般之困難，但欲製一能耐數十萬伏特的電容器亦非易事。是故科學家就設想以吾人所能製造出來的高電壓整流管及電容器，經一精巧之組合以發生數十萬伏特的高電壓。此項精巧組合的圖案 1932 年首由英國科學家柯克勞夫和沃耳吞設計製成，並完成人工原子核反應實驗。在此加速器中，高電壓是由幾個整流器及幾個電容器 C 的變壓作用而產生的，如圖 9－63 所示。一系列的整流器和電容器可構成一種電壓增倍器。如無負載時的電位爲 V，則經每一組整流器和電容器的變壓作用後，在圖 9－63 中 A、B、C 處可得 $2V$、$4V$、$6V$ 之電壓，所增值的直流電壓加於加速器兩端，使帶電粒子在加速管（內部保持高度眞空）內通過，粒子受電場的作用而加速，其增加的能量等於加速管兩端的電壓乘以粒子的電荷。此加速器可加速粒子的最大能量約爲一百萬電子伏特（1 MeV），因受高電壓絕緣問題的限制，能量無法再加大。

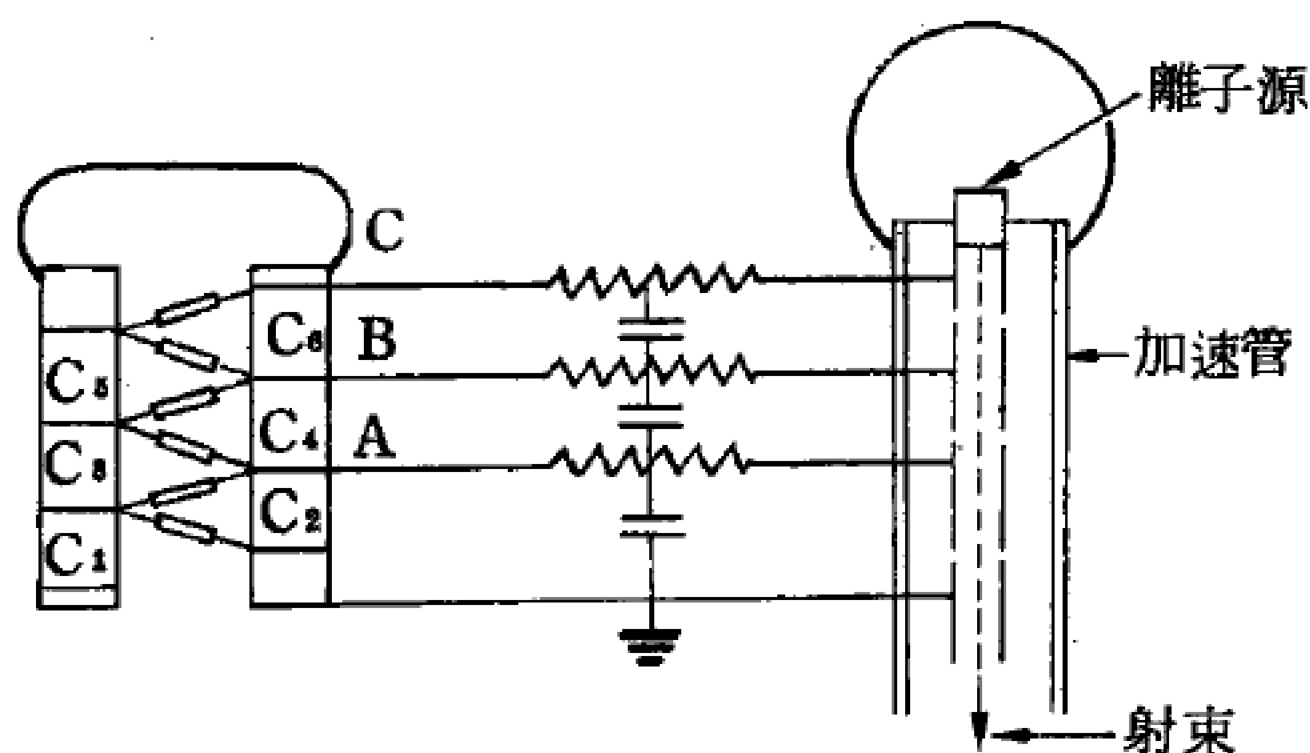


圖 9－63

【柯里奧利力】（Coriolis force）

卽科里奧利力。

詳閱“科里奧利力（*Coriolis force*）”條。

【柯里奧利效應】（Coriolis effect）

卽科里奧利效應。

詳閱“科里奧利效應(*Coriolis effect*)”條。

【柘榴礦】(Garnets)

是一種含氧的結晶礦物，在低溫時呈現永久磁性。

各種柘榴礦之化學式皆經確定，但一般的皆不純粹，常爲類質同像混合物(*isomorphous mixture*)，其中或有某一成分特高而其他成分較低者，於是形成了種種中間物。

產於美國、加拿大、挪威、錫蘭、義大利、匈牙利、澳洲、墨西哥、南非、瑞典、印度、巴西、格陵蘭、法國、俄國、西班牙、瑞士、德國、芬蘭等地。

參閱“鐵柘榴石(*Iron garnets*)”條。

【相】(Phase)

含有一種分子的物系可以有各種不同的形式，卽相，如氣相、液相或固相。各相均有同樣的分子，但是分子的排列卻不同。在氣相內，分子間的距離相當大，因此各分子幾乎無規自由運動。在固相內，分子以一定的形式排列起來，各分子安排在有規則的晶格中之某特定位置上，僅在此特定位置做振盪運動。液相內分子旣不像固相規則排列，但也不像氣相無規運動。液相內之分子互相非常靠近，時常互相強烈的作用，但還能互相自由的通過一長距離。

液相由於溫度之不同，產生分子結合的形式不同，而可能再產生不同的液相。液態氦(*He*)卽是一例，這種液體在 $2\,^{\circ}K$ 以下的液相與溫度較高的液相有顯著不同的熱力學性質，卽有所謂超流性。

固相也會因溫度不同而產生不同的相，許多稀土金屬卽具有這種性質。

【相干光源】(Coherent light source)

造成相干光源(又稱學源)有各種方式，此處說明的是兩個光源。

此法在十九世紀初葉發明，且分別與夫累涅爾（ *Fresnel* ）及楊格（ *Thomas Young* ）兩位有關。

茲以屏幕 S（圖9－64）上有二狹縫 O_1 及 O_2 由左方照明之，穿過仄縫的光線不僅直線進行，且將向旁側繞射。故點 P 同時得到 O_1 及 O_2 之光。因除非十分仔細，此二仄縫（此時視為光源）不能成為相干光源。由此等光源發射之光在屏幕 T 上相重疊故僅得一完整的照明。若令光線在抵達具有兩仄縫之 S 屏幕前先穿過一小針孔 O（圖9－65），則情形大不相同。由 O 而來之光波向右進行直至某時間後波前 F 抵達屏幕 S。此波前之一部分穿過仄縫 O_1 及 O_2 且由仄縫來的光線現有一特性即均由同一波前 F 而來。每個由 O 發射之光線中任意變化將在抵達 S 後，以相同方式影響由 O_1 及 O_2 之光線。換言之，由 O_1 及 O_2 穿過之光線為相干的。

再注視之，果見在屏幕上呈現明暗的斑點，若將該仄縫與 O_1 及 O_2 選定某一位置(在圖9－65中與所畫平面成直角），於是干涉花樣（ *interference pattern* ）本身顯示為一行之光且有黑線或波紋。若二仄縫接近，則射出之光線已早近於相干。若二仄縫遠離，則產生相干之仄縫 O 必須狹小，距此二重仄縫有某程度距離。

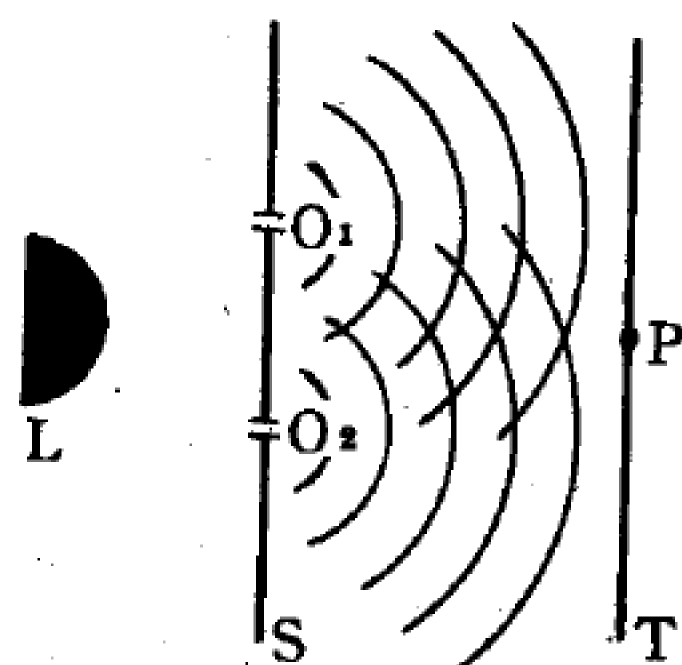


圖9－64

兩仄縫不相干的照明。光源L甚大，由屏幕S上仄縫 O_1 及 O_2 可看到。屏幕T亦被照明，除非呈現相等的隔開條紋。

用不同方式亦可產生兩相干光源（夫累涅爾法）經過一狹的仄縫 O（見圖9－66）射在兩鏡 M_1 及 M_2 上。被兩鏡反射之光柱其作用猶為由點 O_1' 及 O_2' 而來之光線。此等點均為被鏡造成之物像，但均非實像而係虛像。因所有光線均以同一的眞光源為起源，故一個發射中之每次變化正恰與另一個發射中之變化相並聯，故又一次呈現干涉的花樣。

若 O 之仄縫形象與在圖9－66中所畫平面垂直，則屏幕 T 顯出明

暗條紋。亦如在圖 9—65 所示之發生情形。O_1 及 O_2 仄縫均垂直於畫面。用仄縫所得之物像較用小針孔者爲明亮。由測定干涉花樣之條紋間距離，可求計實驗中所用之波長。

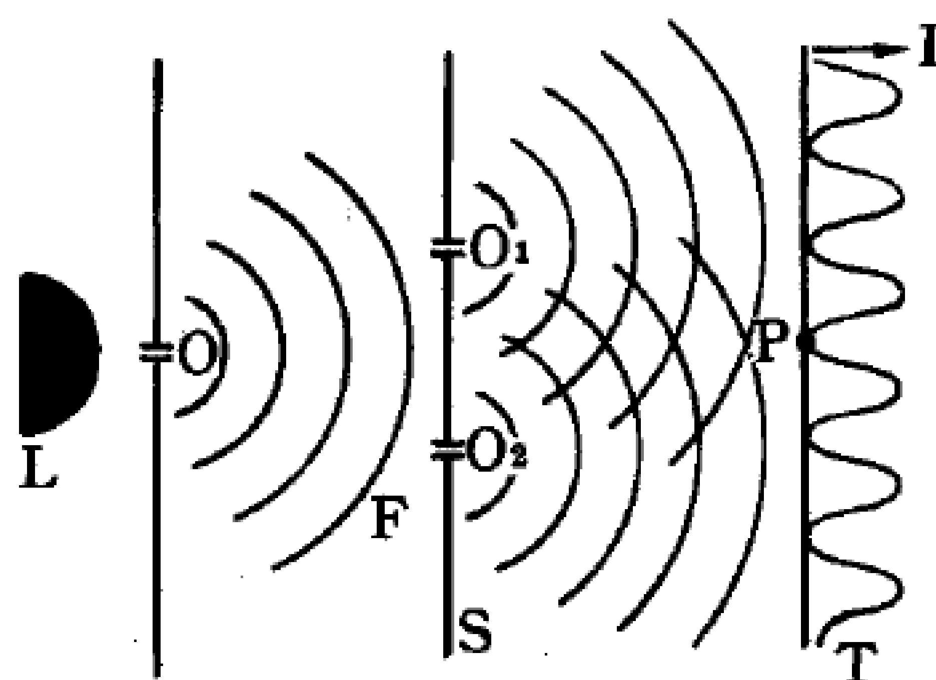


圖 9—65
兩仄縫之相干照明。今光源被仄縫O變小，O_1 及 O_2 均被同一光波照明，在T上顯示相同的空間的條紋；例如在P處有黑條紋，其光強度在T之右方顯出

在圖 9—66 中，稱仄縫 O_1 及 O_2 間之距離爲 h，及屏幕 S 與 T 間之距離爲 l，於是簡單計算在光程長度中由 O_1 及 O_2 及在 T 上明暗線之差值，顯示條紋間 d 距離必須等於 $l\lambda/h$，即

$$\lambda = \frac{hd}{l}$$

若此實驗用單色光，於是能求得 λ 之值但可惜條紋之明確度甚爲暗弱。明暗漸漸相侵並不分明，故此法不能精確求得波長。幸虧以後尙有更精確的方法可用。

若使用白光，干涉花樣更特別，白光含有可見光譜之所有不同波長，其中最大及最小的均將投在不同位置上。

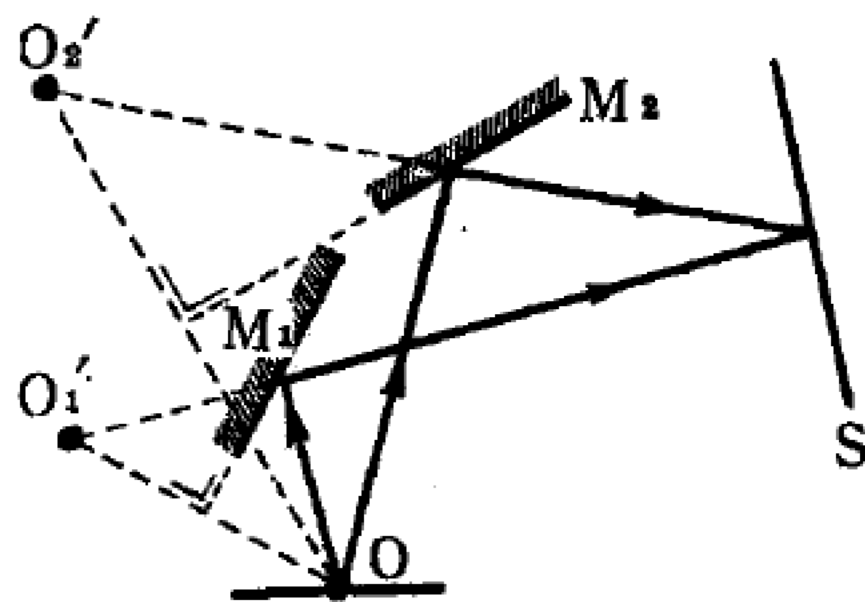


圖 9—66
夫累涅爾鏡實驗，其中兩相干光源 O_1' 及 O_2' 均由一不相干的光源 O 造成。

【相干光線錐】(Coherent rays)

凡兩光線錐可以發生干涉作用者常名爲相干光線錐。

【相干性】(Coherence)

要在屏上有顯明的干涉條紋基本要求是兩狹縫光源 S_1 和 S_2 至屏上任何點 P 的光波，應有不隨時間改變的確定相差。若滿足此條件，即呈現穩定而明確的條紋圖案。在某 P 點中爲 $n\pi$ 且與時間無關，$n=1, 3, 5\cdots\cdots$，故合成強度爲零，且在觀測時期內亦將保持爲零。在其

他某些點中爲 $n\pi$，$n=0,2,4,\cdots\cdots$，合成強度極大。自狹縫 S_1 和 S_2 而來之二光束其相位差不變時稱爲完全相干。

【相之變化】(Change of phase)

物質內部原子排列的變化，會導致相的改變，使一種固體結構變成另一種固體結構(如石墨和金剛鑽都是由碳組成，但固體形式不同)，只要壓力固定，相的改變總是在同一溫度發生。一固體加熱後即開始熔解，熱能(熔解的潛熱)，消耗於熔解過程中，溫度保持一定，直到所有的固體全部熔解成液體，因此純物質(*pure substance*)的熔點總是代表一已定義好的溫度，並且如我們所知的可用來在溫度計上確定此一固定點。在一大氣壓下，海平面上的結冰總在 0°C 熔成水。

蒸發、沸騰和昇華的發生也具有相同的過程，只要壓力固定，潛熱維持物質在一定溫度直到全部變成蒸氣爲止。我們已知一大氣壓下，在海平面處，水在 100°C 沸騰，然而在高山上則不然，因爲高山上的大氣壓力要比海平面上低得多，在皮克(*Pike*)山山頂，水在 83°C 沸騰，在埃弗勒斯峯峯頂，水的沸點降至 68°C。乾冰(固態的二氧化碳)在 −78.5°C 昇華變成蒸氣，但如果壓力維持在 5.2 大氣壓力，在 −56.6°C 時乾冰即會開始溶解成液體。

如果我們繼續加更多的能量至氣體或蒸氣中，每個分子或原子最後將開始游離成電子和正離子，形成物質的第四態(*the fourth state of matter*)即游離電漿(*the ionized plasma*)，這種變化不發生在定義好的溫度點上，而是散佈在一整段溫度區域裏，這是因爲電漿不再是一種簡單或單純的組成而是一種離子和電子的混合物。電漿的形成較相似於化學反應，而不似物理相的改變。對游離電漿的研究使我們對環繞著地球四周的離子帶(即電離層 *ionosphere*)有更多的瞭解，並且是尋求控制熱核熔合反應的基本途徑。因爲熔合反應需要很高的溫度，在這種高溫之下所有的物質都完全游離了。

除上所述的相之變化情形外，尚有許多相的變化更值得探討，例如結晶之晶格改變、超導體（*super conductors*）之變爲正常導體（*normal conductors*）及鐵磁物質（*ferromagnetic material*）之轉變爲順磁物質等也是相的變化。

【相互組合線】（Inter-combination lines）

由單線（*singlet*）及多重線（*multiplet*）相互組合而成的譜線，稱爲相互組合線。在重原子的原子光譜中，相互組合線的情形很多。在這種情況下，原子的電子躍遷不再遵守選擇定則，L-S 耦合也不完全與實際的情形符合。

例如在水銀光譜中的波長爲2,537Å的共振線，就是由單線及三重線共組而成的。

【相互調制】（Intermodulation）

電視波之複波，彼此調制所產生之差頻（*difference frequency*）及和頻（*sum frequency*）。

【相平衡曲線】（Phase-equilibrium curve）

由相的平衡條件，可知某物質兩個相共存而達平衡時，必須

$$g_1 = g_2$$

即在所給的溫度及壓力下，兩個相之單一分子的吉布士自由能（*Gibbs free energy*）必須相等。故我們能在壓力 p 對溫度 T 的坐標內，繪出一條在溫度及壓力變化下，仍保有相平衡條件 $g_1 = g_2$ 的軌跡曲線。此曲線即代表兩相共存時溫度與壓力間的關係，稱爲相平衡曲線。相平衡曲線在 p-T 平面內，將平面分成兩半，一邊的 $g_1 < g_2$，代表第一種相爲穩定相。另一邊的 $g_1 > g_2$，代表第二種相爲穩定相。

【相宇】（Phase space）

一系統有 N 質點，在古典力學裏，N 個質點的運動可以用動量 p_1, p_2, ……p_{3N} 及位置 q_1, q_2, …q_{3N} 描述。由這 $6N$ 個量爲坐標所形

成的空間稱為相宇，或稱為相空間。相宇中之一點卽代表系統在某時刻的運動狀態，系統中N個質點的運動狀況在相宇中形成一曲線。這曲線應滿足質點的運動方程式

$$\dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad \dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}$$

式中H為質點組的能量函數或漢彌頓函數(*Hamilton function*)，為$p_1, p_2 \cdots p_{3N}$ 及 $q_1, q_2, \cdots q_{3N}$ 的函數。

【相位】(**Phase**)

週期過程中的一種狀態，一個階段。在正弦振盪情況下，相位的概念有著更確定的意義。在實際中起作用的並不是相位的本身，而是某兩個週期過程之間的相位差，普通以相角表之。

【相位失眞】(**Phase distortion**)

相位失眞或稱時延失眞(*time delay distortion*)。這由於放大器的級間耦合(*interstage coupling*)另件，如電容器或電感器都能引起相移(*phase displacement*)的發生，故而會發生失眞的現象。如果耦合另件是電感器，通過電感器的電流較所加電壓的相位滯後；如果耦合另件是電容器，通過電容器的電流較所加電壓的相位越前。在任何頻率時，放大器電感器或電容器所引起的相移都相同的話，輸出信號就不會有失眞。假如形成方波的各個諧波，在通過放大器後都有相同的相移，則由這些諧波所合成的放大器輸出方波，一定與輸入的方波一樣而無失眞。實際上，放大器所輸出的方波決不會與輸入的方波完全一樣，因為通過放大器的各諧波，其相移決不相同，當然這些諧波所合成的輸出方波，一定是有失眞的。放大器所輸出方波的過高及過低部分，就是由於相位失眞所引起的。雖然相位失眞對視頻信號電波的重現(*reproduction*)，有非常嚴重的影響，但對聲頻電波的相位失眞，則不甚為人所重視。放大器的暫態響應(*transient response*)完全是由相移及頻率響應所決定，所謂暫態響應也就是放大器對突然急升及變化無

常的電波，所產生的重現效果而言。由於相移失眞及頻率響應不良，聲頻放大器的暫態響應極差，所以對突然而來的鋼琴及打擊樂器聲音，毫無重現能力。

【相位差】(Phase difference)

同樣頻率的兩個正弦波動，其中一個領前或落後所造成的相角差。設週期均爲T之兩波，其中一波波峯較另一波波峯發生之時間落後t，則此兩週期波之相位差爲

$$p=\frac{t}{T}$$

p爲分數，無單位。同相時p之値爲零，一波較另一波落後之時間恰爲一週期T時則p之値爲1，此時亦爲同相。故

$$0\leq p\leq 1$$

【相位移】(Phase shift)

詳閱"相移(*Phase shift*)"條。

【相位推移器】(Phase shifter)

相位推移器的操作原理很簡單，它將入射的偏振(*polarization*) 光線分成二部分後，改變彼此的相對相位，然後再將之合成，由於相位的改變，於是合成的光束便如我們所預期的，具有不同的偏振型式。它的主要步驟在於改變彼此的相位關係，因此便稱它爲相位推移器。

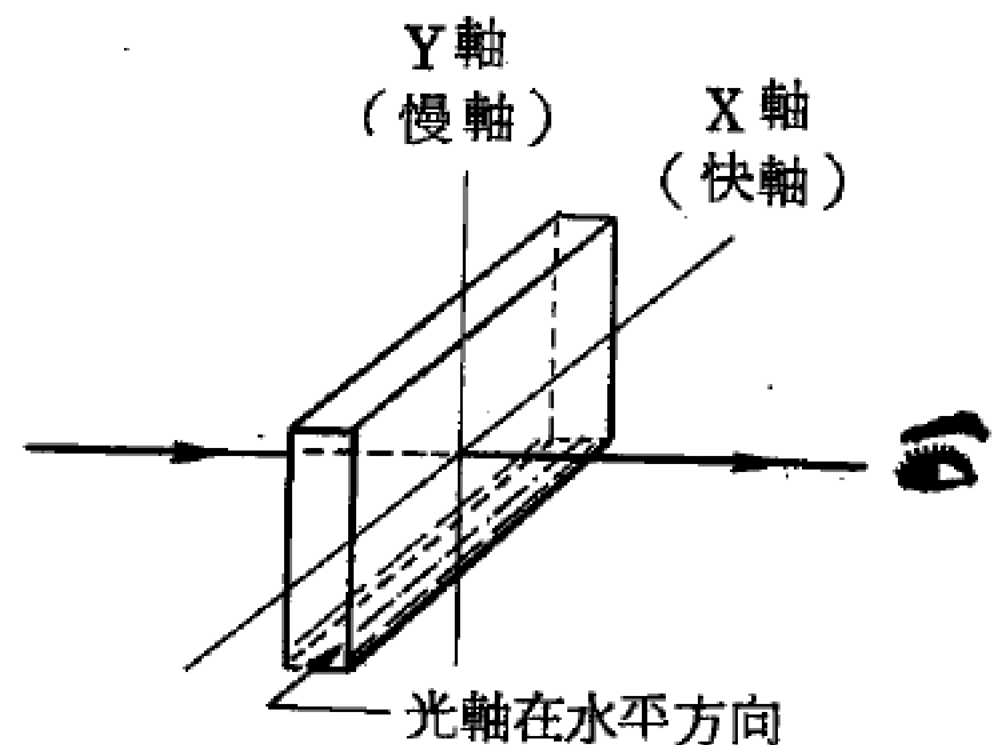


圖9－67
180°方解石相位推移器，光軸在水平方向，正對於自左邊射入的水平光束

典型的相位推移器包括一晶體薄板，其光軸平行於薄板的平面，如圖9－67所示。假設薄板由方解石製成，則光軸是水平方向。其次，我們假設一線偏振光自左邊水平射入(如圖9－67中所示)。再看看板內的二道折射光束，此時二光束皆已

線偏振，其中之一作垂直方向振動（因光束之一為平常光，而平常光的振動方向垂直於光軸）；另一光束則作水平的橫向振動，這乃是因為與先前光束正交的緣故。

一個很肯定的事實證明，在相位推移器中，二光束進行的速率相異，故當出射時，其中的一道光束，較之另外一個，可說是被推移了，或是說被減速了。當然，整體說來，二者在方解石晶體中都已經大大地被減速了。平常其間的差異，我們稱之為推移度（*retardance*）。

實際上，180°推移器並非由方解石製成。方解石的雙折射率差（*bireringence*）太大，因此平板要做得很薄而易於碎裂。石英與雲母為最常用的兩種，它們的雙折射率差甚低，所以用於產生180°推移度的薄片厚度可以增大，較之方解石更為堅固。將石英加以雕琢與磨光至適當的厚度需要特殊的設備，但是將雲母片分裂則十分容易；通常一次分裂可得出十來片雲母，而挑選其中具有所需推移度的幾片。任何薄片，只要能將正45°線偏振轉換成負45°者皆列在需求的名單內：它們的推移度皆是180°，除非偶然厚度太大使得推移度是（180°+360°）或是（180°+720°）等等。我們也可自一大片的有機塑膠製得推移器，例如乙炔塑膠主要由細長的高聚分子組成，當塑膠片經加熱再單向的延伸後，便具有永久的雙折射性。

在方解石中，平常光進行的速率較慢，所以，凡是垂直方向振動的光束一律的被減速，故垂直方向通常稱為慢軸（*slow axis*）*S*。對較快的光束而言，其振動方向則稱為快軸（*fast axis*）*F*。

假若較慢的光束恰好被推移了一個波長，也就是說，正好一週期，則沒有人知道推移器到底做了些什麼：前一個光波與後一個事實上是毫無區分的。所以，若二個出射光束正好以一個週期、兩個週期或三個週期等等之差異相結合，則此種差異可以說是毫無意義的，因為光束的偏振型式實在並沒有改變。

但如果較慢的光束在出射時正好以半個週期遲於較快的光束，即是被推移了 180° 的相位差，則其偏振型式將有所改變。圖 9－68 很明白地揭示了這項道理；圖中入射光是 45°的線偏振光束。此一入射光束 AA 相當於兩個分量（兩個簡諧的運動），各個振動方向分別平行於 X 軸與 Y 軸，且二者同相（ *in phase* ），如圖 9－68 (*a*)中所示。然而，假如垂直方向被推移了 180°，則方向已不再是向上，而是顛倒過來，向著相反的方向了，如圖 9－68 (*b*)中所示；其合成結果在負 45°角的方向。因此，180° 推移器將正 45°線偏振轉換成負 45°。

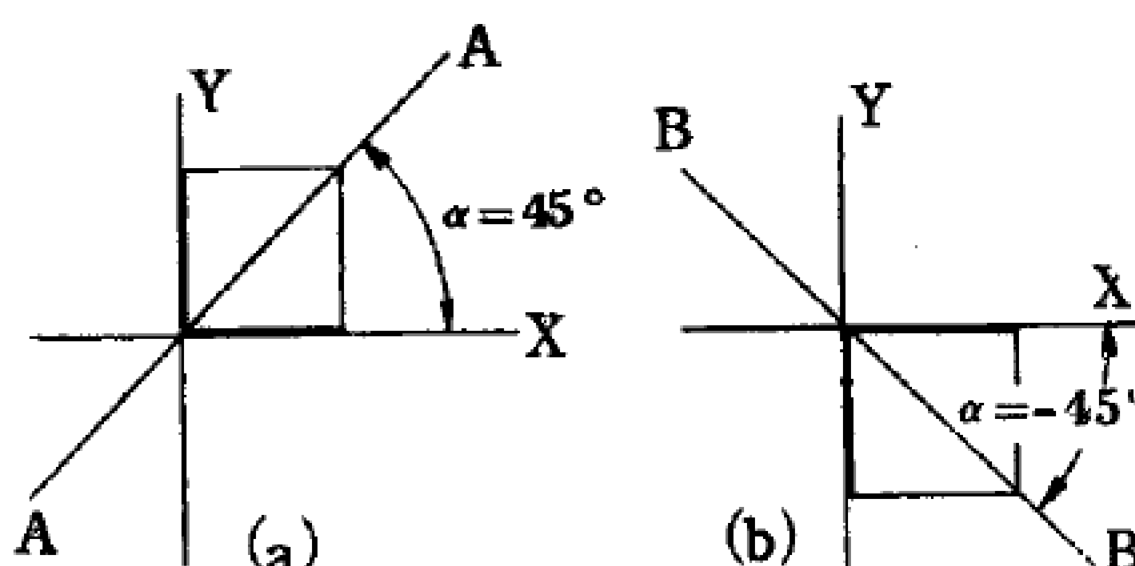


圖 9 — 68
藉著 180°推移器的轉動（快軸在水平方向），將正 45°的偏振型式轉換成負 45°

180° 推移器，或稱爲半波片（ *half-wave plate* ），以能使轉換的偏振型式對稱於推移器上之軸而聞名。若假設其軸各平行於 X 軸與 Y 軸，一個正 78°的線偏振入射光可以轉換成負 78°；同法可用於任何振動角度 α 的入射光束。這就說明了 180° 推移器猶如鏡面一般，可將入射光束加以反射，而鏡面永遠平行於推移器的快軸（同樣，也可說是平行於慢軸）。

180° 推移器可用作右旋圓偏振光（ *right-circularly polarized light* ）對左旋圓偏振光（ *left-circularly polarized light* ）的轉換，反之亦可將左旋光轉換成右旋光。同理，也能將右旋橢圓偏振光（ *right-elliptically polarized light* ）轉換成左旋橢圓偏振光（ *left-elliptically polarized light* ），轉換的同時，也以快軸（或慢軸）爲對稱，將橢圓的長軸反射至另一邊。

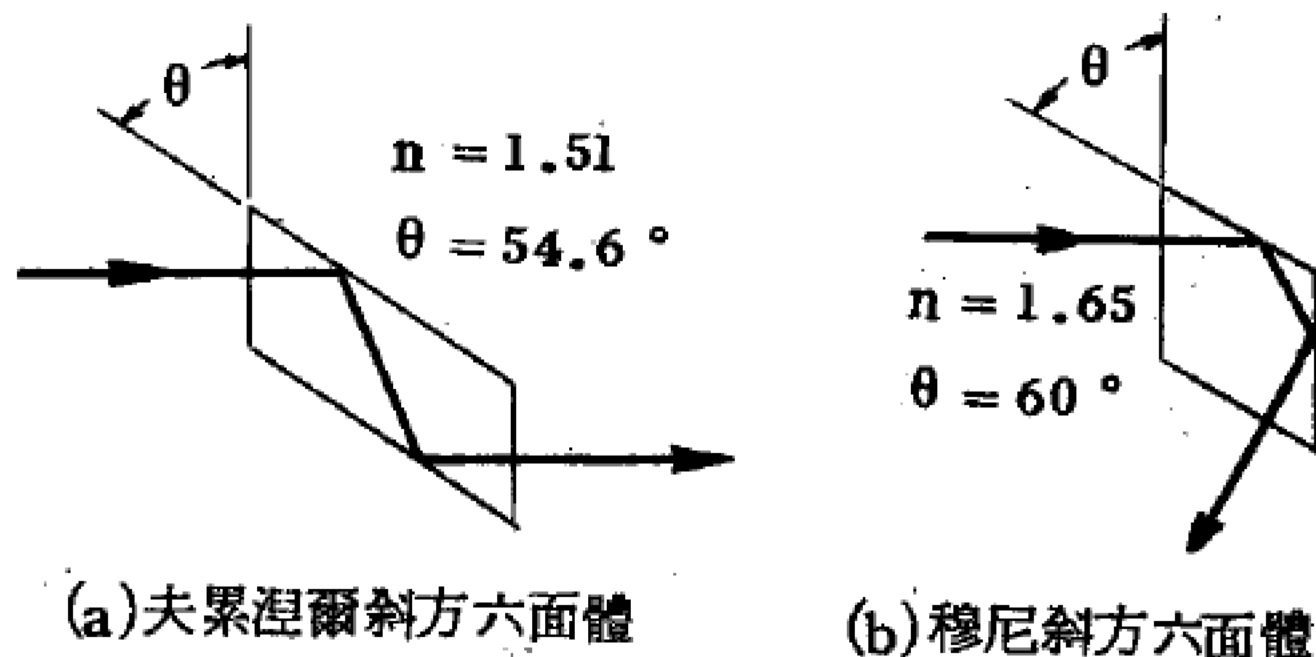
90°推移器，或稱爲四分之一波片（ *quarter-wave plate* ），也是一種很有用的器具，能將線偏振光換轉成圓偏振光，反之亦然。同樣

，它可由方解石製成，石英、雲母或有機高聚物也常用到。

此種推移器的作用是將入射光束分開成兩個線偏振的分量後，再將其中之一光束推移四分之一週期。因而出射光束各作簡諧運動（沿著互相垂直的二個軸），彼此的相位差爲 90°。出射光束的偏振型式並非線型，而是橢圓型。假如推移器的軸旋轉至與入射光束的振動方向成正 45°的角度或負 45°時，橢圓型便變爲圓型了。二光束具有相等的振幅；旋轉的方向是左旋抑右旋，取決於快軸是在負 45°或是正 45°。

當 90°推移器置於圓型偏振光中，則將之分成二分量，此二個分量具有 90°的相位差，然後，在這個已具有的 90°相位差中再加上 90°的相位差（或是減去 90°的相位差），於是出射光便成了線偏振。由於推移器本身的轉動，再測出出射光的出射方向，我們便可推論出入射光束是右旋偏振或是左旋偏振。假如我們運用潘卡瑞圓球法（*Poincaré sphere method*），則可立即獲致此項推論。很多人甚至可用肉眼看出圓型偏振光到底是右旋還是左旋。

推移片並不需由雙折射原料製造；可從它本身不對稱的折射獲得。一個原始的例子就是夫累涅爾（*Fresnel*）斜方六面體，如圖 9－69 (a)所示。此六面體由玻璃製成，其設計使得入射光在二斜面上產生二次向內的完全折射，每次折射都使得其中的一分量推移了 45°。因此，累積下來的推移度便是 90°。它最大的好處便是：推移度在很廣的波長範圍內幾乎都不改變。



(a)夫累涅爾斜方六面體　(b)穆尼斜方六面體

圖 9－69

然而，夫累涅爾推移器也有個很大的限制：入射光束須是個精確而平行的光束，而且正好對準入射面。穆尼（*Mooney*）斜方六面體（圖 9－69

(*b*)所示）限制較少，然而出射光束卻是在對角後折的方向。

這兒所需注意的是：當我們應用線推移器時，我們處理到兩個角度，其中之一稱爲ρ，是用以決定推移器快軸的轉移，屬於實在空間的角度；另外一個角度，稱之爲δ，用以決定推移度，與實在的空間無關，而是用於數學空間中以決定較慢光束的推移度。例如，四分之一波片，其快軸在17°，$\rho = 17°$而$\delta = 90°$。

【相位電容器】(Phase condenser)

在收報機中頻晶體濾波器電路中，裝置一電容器以便中和晶體架電容，取得正確諧振點。

【相位調制】(Phase modulation)

調制法之一，聲頻或其他調制信號將載波電流的相位調變。

【相位調節】(Phase adjustment)

使用RC或RL電路調節相位關係。

【相位鑑別器】(Discriminator)

其輸出電壓是根據調頻信號之調制部分而變者。

【相長干涉】(Constructive interference)

詳閱"建設性干涉（*Constructive interference*）"條。

【相消干涉】(Destructive interference)

詳閱"破壞性干涉（*Destructive interference*）"條。

【相容方程式】(Compatibility equations)

當我們討論形變（*deformation*）的問題時，爲了簡化起見，我們常設法消去切應變（*shearing strains*）而避免直接運算。因此我們亦可模仿應力的方法，轉換坐標軸，而選擇適當的主坐標系。現在假定二維空間的問題。設要轉動一個角度α，如圖9—70 (*a*)所示，使P爲X'軸上的一點，我們考慮P_0P的應變。設P_0位移（u_x^0, u_y^0），則鄰近P點之相對位移爲

$$\left(u_x{}^0+\frac{\partial u_x}{\partial x}dx+\frac{\partial u_x}{\partial y}dy, u_y{}^0+\frac{\partial u_y}{\partial y}dy+\frac{\partial u_y}{\partial x}dx \right)$$

因此 P_0P 即變形爲 $P_0'P'$，爲分析各應變分量，將此圖重疊如圖 9－70 (b)所示，使 $P_0'Q$ 代表 P_0P，而沿著新坐標

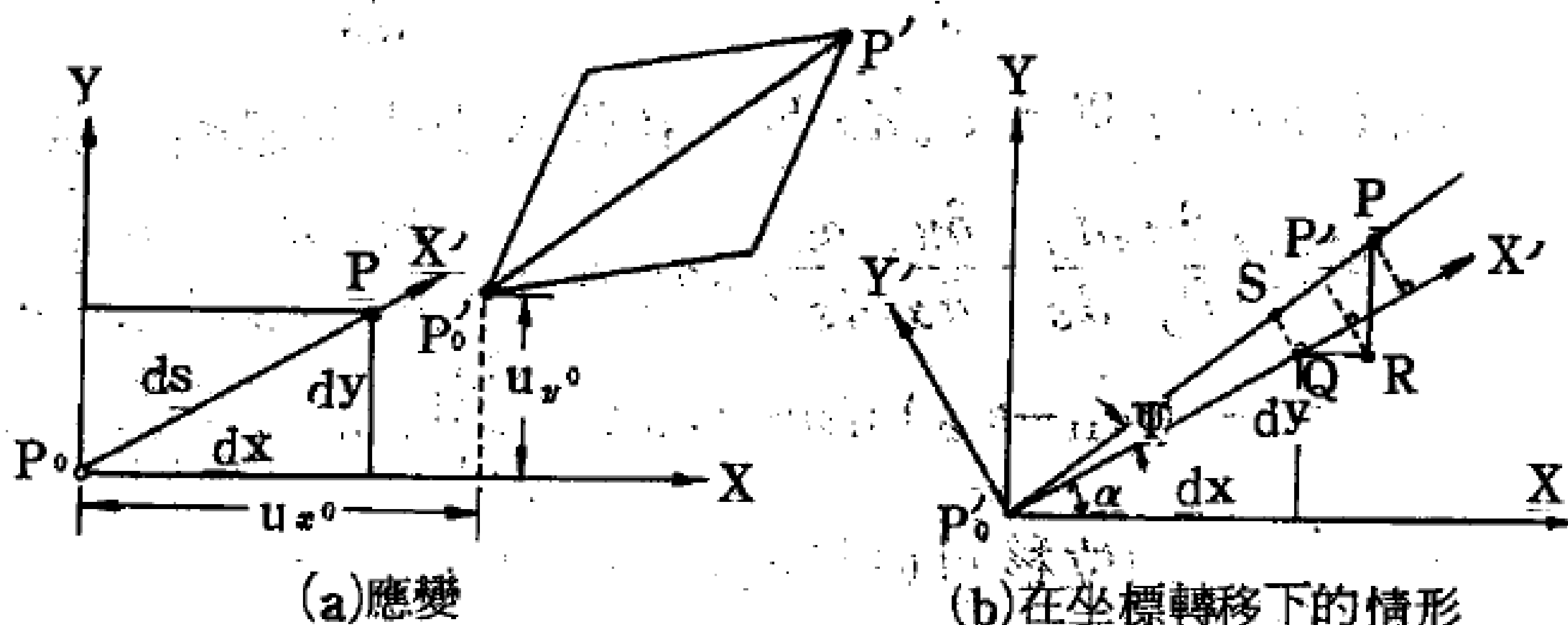


圖 9－70

X' 軸，引 $SQ \parallel P_0'y'$、$QR \parallel P_0'x$ 及 $P'R \parallel P_0'y$，則

$$QR=\frac{\partial u_y}{\partial x}dx+\frac{\partial u_x}{\partial y}dy$$

$$RP'=\frac{\partial u_y}{\partial y}dy+\frac{\partial u_y}{\partial x}dx$$

$$SP'=\frac{QR\cos\alpha+RP'\sin\alpha}{\cos\Psi}\cong QR\cos\alpha+RP'\sin\alpha$$

圖中 Ψ 很小，故 $\cos\Psi\cong 1$。X' 方向的正應變 (*normal strains*) 爲

$$\varepsilon_{11}'=\frac{SP'}{ds}=\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{dx}{ds}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{dy}{ds}\right)\cos\alpha+\left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{dy}{ds}+\frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{dx}{ds}\right)\sin\alpha$$

$$=\varepsilon_{11}\cos^2\alpha+\varepsilon_{22}\sin^2\alpha+2\varepsilon_{12}\sin\alpha\cos\alpha$$

同理，在 Y' 方向之正應變，只要以 $\alpha\rightarrow\alpha+\pi/2$，即可求得，所以

$$\varepsilon_{22}'=\varepsilon_{11}\sin^2\alpha+\varepsilon_{22}\cos^2\alpha-2\varepsilon_{12}\sin\alpha\cos\alpha$$

以三角之倍角定理整理之，上二式可被重寫爲

$$\varepsilon_{11}'=\frac{\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}}{2}+\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\cos 2\alpha+\varepsilon_{12}\sin 2\alpha \qquad (1)$$

$$\varepsilon_{22}'=\frac{\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}}{2}-\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\sin 2\alpha-\varepsilon_{12}\sin 2\alpha \qquad (2)$$

其次，由圖 9－70 (b)知 X' 軸的角位移 Ψ 很小，故

$$\Psi \cong tan\,\Psi = \frac{QS}{ds} = \frac{RP'\cos\alpha - QR\sin\alpha - (SP')\Psi}{ds}$$

又因（SP'）$\Psi = \varepsilon_{11}' ds\,\Psi$，在代入上式並忽略高次項之後，得

$$\Psi \cong \left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\frac{dy}{ds} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\frac{dx}{ds}\right)\cos\alpha - \left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\frac{dx}{ds} + \frac{\partial u_x}{\partial y}\frac{dy}{ds}\right)\sin\alpha$$

$$= -(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})\sin\alpha\cos\alpha + \frac{\partial u_y}{\partial x}\cos^2\alpha - \frac{\partial u_x}{\partial y}\sin^2\alpha$$

然後Y'軸之角位移可直接以 $\alpha \rightarrow \alpha + \pi / 2$ 代入求得

$$\Psi|_{\alpha+\pi/2} = +(\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22})\sin\alpha\cos\alpha + \frac{\partial u_y}{\partial x}\sin^2\alpha - \frac{\partial u_x}{\partial y}\cos^2\alpha$$

由於$\Psi \approx \dfrac{\partial u_y'}{\partial x'}$，$\Psi|_{\alpha+\pi/2} \approx -\dfrac{\partial u_x'}{\partial y'}$，因此新的切應變可被寫爲

$$\varepsilon_{12}' = \left[\Psi - \Psi|_{\alpha+\pi/2}\right] \cdot \frac{1}{2}$$

$$= \frac{(\varepsilon_{22} - \varepsilon_{11})}{2}\sin 2\alpha + \varepsilon_{12}\cos 2\alpha$$

由此可證明主應變（ *principal strains* ）爲

$$\left.\begin{matrix}\varepsilon_1 \\ \varepsilon_2\end{matrix}\right\} = \frac{\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}}{2}\right)^2 + \varepsilon_{12}^2}$$

而新坐標之轉角 α 滿足 $tan\,2\alpha = \dfrac{2\varepsilon_{12}}{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{22}}$ 之關係。此時切應變爲零，故新軸就稱爲主軸（ *principal axis* ），亦即應變主軸。

從（1）及（2）式可知 $\varepsilon_{11}' + \varepsilon_{22}' = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} =$ 常數。因此對於三維空間的問題，我們也可推廣而得 $\sum_j \varepsilon_{ii}' = \sum_j \varepsilon_{jj}$。這就是說體積增加比率不會因坐標系之不同而改變。

其次，我們由研究應變張量（ *strain tensor* ）知

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2}{\partial x \partial y}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right) = 2\frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x \partial y}$$

同理知

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial z^2}+\frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial y^2}=2\frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial z \partial y}$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x^2}+\frac{\partial \varepsilon_{11}}{\partial z^2}=2\frac{\partial^2 \varepsilon_{31}}{\partial z \partial x}$$

此稱爲應變的相容方程式。

【相容變數全集】(Complete set of compatible variables)

在一物理系統內，可觀察的物理量稱爲力學變數，這些力學變數可用厄米特算符(*Hermitian operator*)表示。這些算符的本徵狀態函數構成函數的全集。若這些算符共有一個本徵狀態函數，則此函數的全集稱爲相容變數全集，這些變數就稱爲相容變數。在量子力學中，相容變數的意義指在同一狀態的全集，這些變數可以完全地預測其正確值。顯然位置和動量並非相容變數，因爲不能同時預測位置和動量的正確值。

在另一方面，若某些力學變數的算符是對易者，則可以共有同一本徵態，而成爲相容變數，也稱爲相容可觀察量。反而言之，相容變數的算符也是對易者。通常，在觀測一物理狀態中的可觀察量是會影響到觀測其他的量，但若這二量是對易者，則此二觀察量的觀察結果可以互不干涉。反之，如果二可觀察量不是相容變數，就要受到測不準原理(*uncertainty principle*)的限制。通常，如果A、B和C各爲力學變數的厄米特算符，且$[A, B]=iC$，A和B爲不相容變數，假設力學變數A的不準量爲ΔA，B的不準量爲ΔB，則由數學上的結果顯示ΔA與ΔB的關係如下：

$$\Delta A \cdot \Delta B \geq \frac{1}{2}|\langle C \rangle|$$

式中$\langle C \rangle$表力學變數C的預期值。

【相移】(Phase shift)

在散射過程中，相當於同一角動量的入射波與散射波相位角之差。在量子力學中處理散射過程時，常用分波(*partial waves*)法。

例如在球對稱位函數的散射問題中，將徑向波函數按角動量數 l 分成各種分波 $R_l(r)$。在距靶甚遠處分波的漸近形式爲

$$R_l(r) \xrightarrow[r\to\infty]{} (kr)^{-1} A_l \sin\left(kr - \frac{1}{2} l\pi + \delta_l\right)$$

式中 k 是波數，A_l 是分波振幅，δ_l即是相移。散射的微分截面即由相移決定，即

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin\delta_l P_l(\cos\theta) \right|^2$$

式中$P_l(\cos\theta)$是勒讓得函數（*Legendre function*），散射總截面亦隨之求得

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin\theta \, d\theta = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0} (2l+1) \sin^2\delta_l$$

另外一個週期過程的行程較另一週期過程在時間上的滯後，此滯後用週期的若干分之幾來表示，通常是用角度單位表示（此時整個週期看作是等於 2π 或 360°）。如果兩個過程的週期相同，則在經過各相同中間狀態方面的滯後，即相移，是恆定不變的。如果兩個過程具有不同的週期，則二者間的相移就時時刻刻都在變化著。兩個振盪之間的相移在很多過程內都起著重要的作用。通常見得最多的是正弦振盪（*sinusoidal oscillation*）之間的相移，例如交流電路內電壓和電流之間的相移，長線或天線內各個不同點上的電壓或電流之間的相移等等。只要電路中包含有電容或者電感，其中的電壓和電流之間就會發生相移。並且電容使電壓與電流之間產生 90°的負相移（即電流越前於電壓四分之一週期），而電感則產生 90°的正相移（即電流滯後於電壓四分之一週期）。在電路中包含有電容、電感和電阻三者的情況下，相移可能隨著這些阻抗的大小而具有 −90°到 +90°範圍內的各種數值；如果容抗大於感抗，則相移爲負值，反之則爲正值。

長線（電纜、波導管等）各不同點上的電壓之間或電流之間的相移是由於電磁波沿長線傳播的有限速度所產生。因爲電磁波沿線路的傳播

具有有限的速度，則在距傳播始點較遠的各點上，電壓（或電流）的全部變化將比較近的各點要落後一些，即在線路兩點間的距離越大，兩點上發生的過程間的相移便越大。若線路上兩點之間的距離爲 l ，電波沿線路的傳播速度爲 v ，則電波由第一點傳到第二點所用的時間爲：

$$\tau=\frac{l}{v}$$

這個時間用電波週期 T（一週期視爲 360°）的若干分之幾來表示，就是該兩個點上的振盪之間的相移。此相移用角度表示爲：

$$\varphi=\frac{360^\circ}{T}\frac{l}{v}=360^\circ\frac{l}{\lambda}$$

式中 $\lambda=vT$。

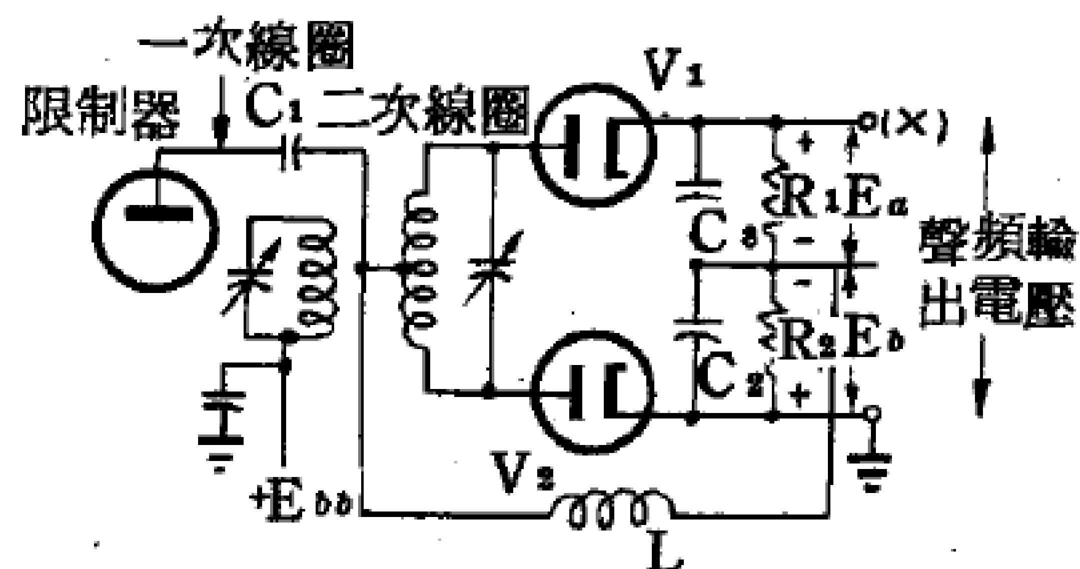
就由於這樣的情況，在離開發送此電波的發射機爲不同距離的兩點上，電磁波的場強之間也就發生了相移，這個相移等於：

$$\varphi=360^\circ\frac{d}{\lambda}$$

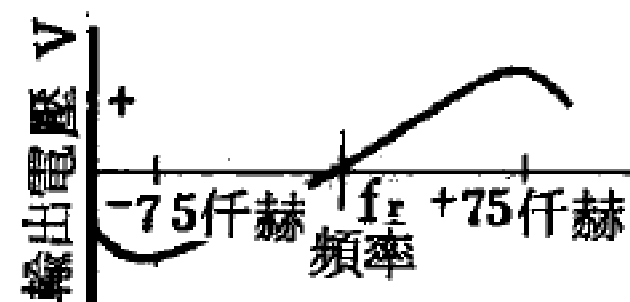
式中 d 是從發射機到該兩點的距離的差值或兩個電波的行程差。

【相移鑑頻器】（Phase shift discriminator）

應用最廣，而又最有效的調頻檢波器，是相移鑑頻器，或稱之爲符斯特、席利鑑頻器（*Foster-Seely discriminator*），如圖 9－71。一次與二次槽路，都調諧於輸入的載波頻率，兩者並利用電感作用及電容器相耦合。電容器（C_1）將限制器的輸出調頻載波，從一次槽路線圈，連接到二次槽路線圈的中點，並且又



(a) 相移鑑頻器



(b) 特性曲線

圖 9－71

能隔離直流電壓。在二次槽路線圈的中點與兩個二極管的負載電阻(R_1 及R_2) 中點間，接一抗流線圈，作二極管所輸出整向電流的廻路。

為使射頻載波頻率有一旁路，而不經過負載電阻(R_1 及 R_2)，所以在電阻(R_1 及 R_2)兩端，各自並聯一電容器(C_1 及 C_2)。無調變時，未調頻載波的頻率稱為中央頻率(*center frequency*)，在其中央頻率時，電阻(R_1 及 R_2)兩端的已整流電壓相等，但極性相反，因此在(×)點與地間則無聲頻輸出電壓。有頻率調變後，已調頻載波的頻率或大或小，電阻R_1 (或R_2)的端電壓，對電阻R_2 (或R_1)的端電壓而言，也會或大或小，所以在(×)點(對地)就有一輸出聲頻電壓。這種將頻率的變化轉換為電壓的變化，是藉一次調諧電路的端電壓，與二次調諧電路端電壓間的相位改變所形成的。二次槽路的端電壓，與一次槽路的端電壓，成向量相加。當二次槽路調諧於載波的中央頻率時，兩槽路端電壓間相位相差 90°，同時兩次槽路，*ac* 間的電壓與 *bc* 間的電壓相位相差 180°，向量相加後，所得的結果為相等，相位相反的兩電壓加在兩二極管上，因此兩三極管的已整流輸出電壓(E_a 及 E_b)，大小相等，方向相反，相互抵銷。如已調頻輸入載波頻率大於或小於二次槽路的調諧頻率(中央頻率)，二次槽路的電壓對一次槽路電壓間的相位就有所變化(不為 90°)。向量相加的結果，兩二極管的電壓，再也不會相等而方向相反，但一定是有一個二極管的電壓大於另一個，至於何者大，完全是由輸入載波頻率是大於或小於中央頻率而定。兩不相等的已整流電壓的差，則跨於(×)點與地兩端，因此輸出電壓完全隨輸入載波的瞬時頻率而變。

圖 9 — 71 (*b*)是一個鑑頻器特性曲線。特性曲線坐標縱軸為鑑頻器的輸出電壓，橫軸為頻率。在二次槽路的諧振頻率 f_r (中央頻率)時，鑑頻器的輸出電壓為零。輸入已調頻載波的瞬時頻率如大於二次槽路的諧振頻率，鑑頻器的輸出電壓則向負值增大，當載波頻率偏差數為負75

仟赫，輸出電壓則爲最大之負值。從圖 9 — 71 (*b*)可知，在已調頻載波頻率兩最大變動峯值(即正 75 仟赫與負 75 仟赫)間，電壓頻率特性曲線幾乎爲一直線。

【相速度】(**Phase velocity**)

單頻率的行進平面波，共同相平面沿波行進方向的速度如圖 9 — 72 所示，若 P_1 點在時間 t_1 有位移 h，而 P_2 點在時間 $t_2 = t_1 + \Delta t$ 亦有相同位移 h，若 P_1 與 P_2 之距離爲 Δz，則我們稱波在 Δz 之距離內的平均相速度 $\vec{v_\varphi}$ 爲：

圖 9 — 72　行進波在時間 Δ t 內的變化情形

$$\vec{v_\varphi} = \frac{\Delta z}{\Delta t}$$

若 $\Delta t \to 0$，則我們稱行進波在 P_1 點的相速度爲

$$\vec{v_\varphi} = \lim_{t \to 0} \frac{\Delta z}{\Delta t}$$

【相常數】(**Phase constant**)

詳閱“諧和行進波(*Harmonic travelling wave*)”條。

【相量】(**Phasors**)

討論相量，我們可由複數來導出其意義。關於複數的定義，大致說來，一個複數 Z，可以被寫成兩部分：

$$z = x + yi \qquad (1)$$

$i = \sqrt{-1}$，x 和 y 都是普通的實數，稱 x 爲 z 的實數部分，而用 $Re(z)$ 來代表；y 爲 z 的虛數部分，而用 $Im(z)$ 來代表。因此，(1)式也可以被寫成：

$$z = Re(z) + i\,Im(z)$$

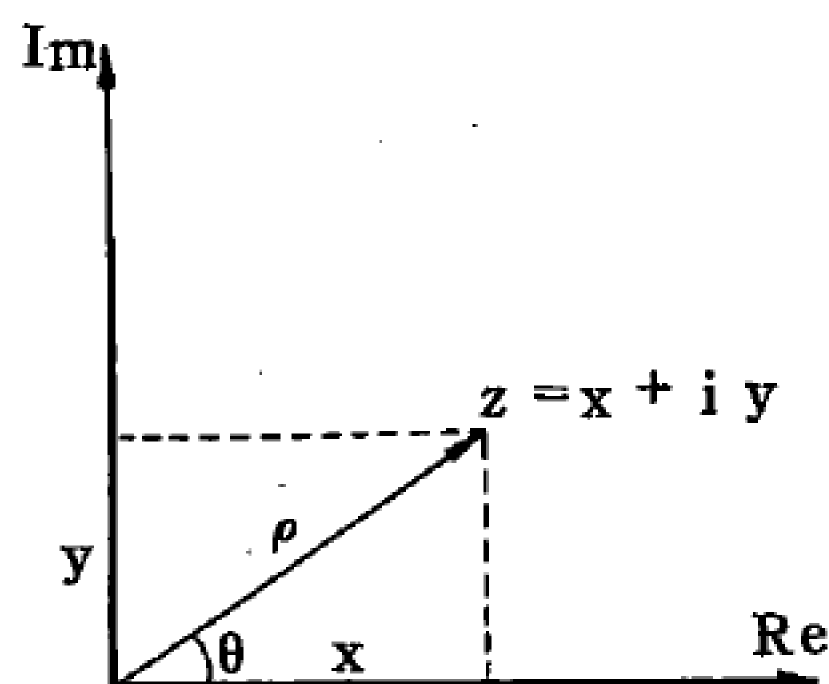


圖 9 — 73　複數的向量表示

這就可以用一個二維空間的向量(*vector*)來表示。我們可在一平面

上畫一個坐標，以横軸表示實數部分，以縱軸表示虛數部分，則 z 的數值，可如圖 9 — 73所示。我們很容易就可以證明，依照圖 9 — 73對複數的表現方法，可以保持複數的加法性質。也就是說，如果複數z_1用向量（二維空間的）$\vec{a}_1$ 來表現，z_2 用向量 $\vec{a}_2$ 來表現，則 $z_1 + z_2$ 可以用$\vec{a}_1+\vec{a}_2$ 來表現。

(1)式也可以用極坐標（*polar coordinates*）來表示，如圖 9 — 73

$$x = \rho \cos\theta \quad y = \rho \sin\theta$$

因此

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \quad \theta = \tan^{-1} \frac{y}{x}$$

而(1)式成爲：

$$z = \rho (\cos\theta + i \sin\theta) \qquad (2)$$

我們從已知的級數展開式

$$\sin x = x - \frac{1}{3!}x^3 + \frac{1}{5!}x^5 - \frac{1}{7!}x^7 + \cdots\cdots$$

$$\cos x = 1 - \frac{1}{2!}x^2 + \frac{1}{4!}x^4 - \frac{1}{6!}x^6 + \cdots\cdots$$

$$e^x = 1 + x + \frac{1}{2!}x^2 + \frac{1}{3!}x^3 + \frac{1}{4!}x^4 + \cdots$$

因此

$$\cos\theta + i \sin\theta = e^{i\theta}$$

而(2)式成爲

$$z = \rho e^{i\theta}$$

θ 在這裏可被稱爲相角（*phase angle*）。

複數在振盪和波動的問題裏是常被用到的，這主要是由於振盪的基本波形是正弦波（*sinusoidal wave*）

$$\Psi = A \cos(kx - \omega t + \phi) = A \cos\theta$$

而 $\theta = kx-\omega t+\phi$ 是相角（隨時間和空間而變），爲了處理起來方便起見，我們往往將它寫成爲

$$\Psi = ReAe^{i\theta} = ReAe^{i(kx-\omega t+\phi)}$$

如此，當 θ 隨著時間與空間而變的時候，Ψ 可被看成是一個在平面上轉動（θ 改變）的向量在 x 軸上的投影，一切的線型運算都可以保持此複

數的形式（尤其是加減），到最後再取其實數值。由於複數中含有一個相角，它應用在振盪問題的時候，常被稱爲相量。

複數（相量）和二度向量最相似的地方是加減與乘上一個實數。至於乘法，複數可以直接相乘：

$$z_1 = x_1 + i y_1 \qquad z_2 = x_2 + i y_2$$

$$z_1 z_2 = (x_1 x_2 - y_1 y_2) + i(x_1 y_2 + x_2 y_1)$$

這和向量不太同。不過對於二度向量的點乘積和叉乘積，我們還是可以勉強地去和複數配合。如果 $\vec{a}_1$ 表現 z_1，$\vec{a}_2$ 表現 z_2，則：

$$\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 = Re(z_1 z_2^*)$$

$$|\vec{a}_1 \times \vec{a}_2| = |Im(z_1 z_2^*)|$$

z_2^* 是 z_2 的複數共軛（ *complex conjugate* ）值，即 $x_2 - i y_2$。

【相當原理】（ Principle of equivalence ）

牛頓第二定律 $\vec{F} = m\vec{a}_I$ 只在慣性坐標（ *inertial coordinates* ）裏才成立。爲清楚起見我們用 $\vec{a}_I$ 表示物體對慣性坐標的加速度。如果我們選用加速度的參考系（ *accelerated reference frame* ），則施於物體的力（眞實的交互作用）並不等於物體的慣性質量乘以物體對此坐標的加速度 $\vec{a}$，即對一加速度坐標 $\vec{F} \neq m\vec{a}$，此處我們假設慣性質量與質點的速度無關。若一加速參考系對一慣性坐標的加速度爲 $\vec{a}_0$，則質點對慣性坐標的加速度 $\vec{a}_I$ 可寫成　$\vec{a}_I = \vec{a}_0 + \vec{a}$

$\vec{a}$ 爲質點對加速度參考系的加速度。因此，牛頓第二定律可寫爲

$$\vec{F} = m(\vec{a}_0 + \vec{a})$$

或者　$\vec{F} - m\vec{a}_0 = m\vec{a}$

令　$\vec{F}_0 \equiv -m\vec{a}_0$

則對於加速的參考系而言　$\vec{F} + \vec{F}_0 = m\vec{a}$

$\vec{F}_0$（或 $-m\vec{a}_0$）即爲我們所說的慣性力（ *inertial force* ）。這是由於參考坐標系對慣性坐標加速時產生的。當汽車突然轉彎時，你所感覺

到的被摔開的力就是由於汽車的加速度所產生的慣性力。如果將一杯放在桌面上的水以 $\vec{a_1}$ 的加速度向前推動，則水面將向後傾斜（如圖9－74 ）。這時重力與慣性力的合力與水面垂直。又如你將一桶水旋轉時，水面會變成拋物面的形狀。這些都是有關慣性力有趣的例子。

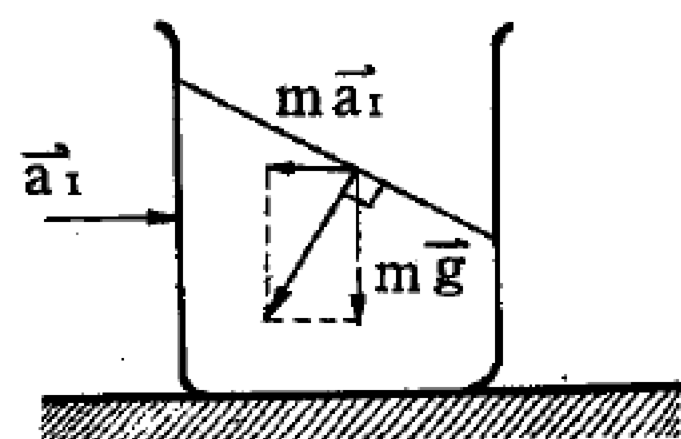
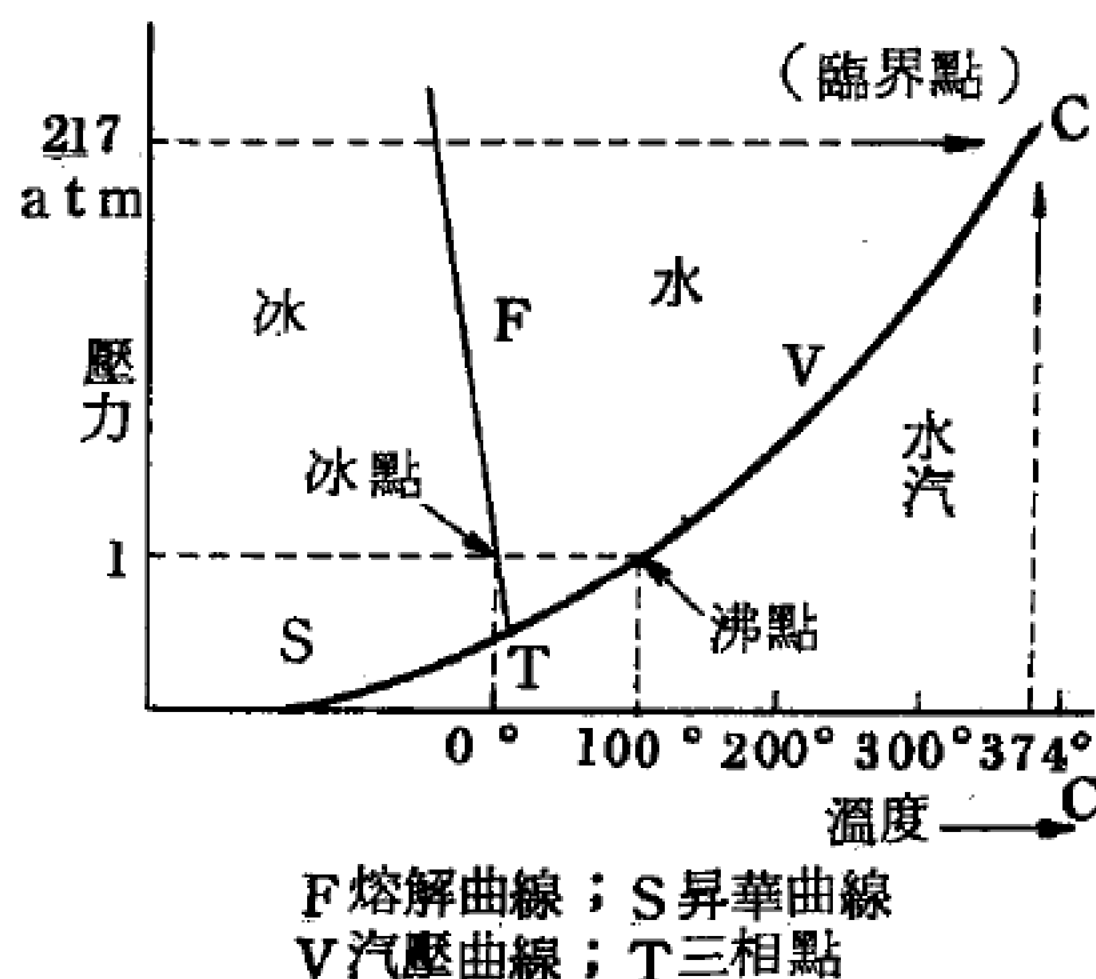


圖9－74　慣性力的例子

慣性力的一重要特性是它永遠與物體的質量成比例，這種性質和重力相同。因此，愛因斯坦在他的一般相對論裏假設了慣性力是無法與重力區別的。這便是他的相當原理，此原理爲建立一般相對論的基石。根據這一原理，如果一位坐在密閉太空船的人感覺到（或量到）有一向著地板的力施在他身上，則這一力量可能是因爲太空船在向上加速度時所產生的慣性力，也可能是因爲太空船停留在一行星表面時行星施於他的重力，但是，無論如何，他無法區別到底是那一種力量施於他身上。

【相圖】（ Phase diagram ）

將某一物質或某一物系的狀態變數間的關係，用圖表示者稱爲相圖。爲表示物質的熱力學狀態，常自溫度、壓力、體積、濃度中選取相當於自由度數的獨立變數而繪成相圖。例如，水的一成分系的相圖（溫度、壓力）如圖9－75 所示。



F熔解曲線；S昇華曲線
V汽壓曲線；T三相點
圖9－75

【相對之靜止】（ Relative rest）

沒有一種方法是可以用來證實一物體是在絕對靜止之中。我們只能就外觀上來確定一物對於其四周之另一物體是否保持其位置不變，所以也只能談到相對的靜止和相對的運動。判別一物體是在靜止中還是在運

動中時，有一點必須先弄清楚的，那就是我們究竟是由何處來觀察這種情況的。一物體在它的四周環境中的位置如能保持不變，此物體卽係在靜止之中；反之，如果它在四周環境中的位置變更時，此物體則係在運動之中。通常在研究物理時，是將地球的表面當作是靜止的物體，而將所有的靜止與運動狀態，均以地球表面爲基準。於是，地球卽成爲我們的觀察據點或基準系統。

騎自行車的人在坐墊上觀察時，他的腳尖是在畫出圓周之軌跡；但是路旁的觀察者所看到的卻爲完全不同的圖像。在後者看來，騎車人腳尖畫的是一條波形曲線，也就是如同圖9－76 所示之擺線。在火車上的旅客看來，一物體在車內被放鬆以後是垂直落下的。但是在路旁的觀察者看來，此同一落體則繪出一拋物線。這是因爲在後者看來，此物體具有兩種運動的緣故，那就是追隨火車的水平運動和垂直的墜落運動。



圖 9－76　靜立之觀察者所見自行車踏蹬之軌跡

當我們看到某一物體正對著另一物體移動時，每易陷入迷惑，不能由所看到的情形來斷定，實際上究竟那一個物體是在運動之中。一個人如果率眞地對於一切悉以自己的印象爲主，就會把地球當作絕對不動的物體；並且會看到，星體顯然是正對著地球在運動，就好像這些星體是固定在天穹之中，此天穹則係由東向西而旋轉的一般。在人類的發展史中，直到晚近的年代，人類才看出天體運動實在是由於地球之由西向東繞軸自轉之結果。倘若我們坐在一列火車裏面，而旁邊又有另一列火車同時停在軌道上，但當這另一列火車實際開動時，我們卻往往會以爲是自己所坐的一列火車在開動著，一直要等到再看見附近的另一固定物，譬如是車站上的柱子時，我們才會明白究竟是那一列火車在運動著。另如我們站在橋上觀看駛過橋下之小船時，也往往會有一種船爲靜止而橋在運動之感覺。

【相對生物效應】(Relative biological effect ; rbe)

任何輻射與250 *KeV* 的*X*射線，兩者所誘發的某一輻物效應並非相射生同。例如，要使臟器產生輻射的生物效應，所需要的射劑量就爲α輻250 *KeV X*射線的10倍；對應的β輻射劑量則與等。對於誘發它相同一種輻射生物效應，此等輻射所需的劑量與250 的*X*射線所需*KeV*的劑量，其比值就定爲輻射的相對生物效應。於是，所誘發的生物輻射效應，不但與吸收劑量有關，且與輻射的相對生物效有極密切的關應值係。

【相對折射率】(Relative index of refraction)

光自第一種介質進入第二種介質時之折射率，稱爲第二種介質對於第一種介質之相對折射率。

參閱“折射率(*Index of refraction*)”條。

【相對性粒子】(Relativistic particle)

速度特別高，須考慮相對性效應的粒子。

【相對性速度】(Relativistic velocity)

質點運動速度很大時，需要考慮由相對論所引起的效用，故叫相對性速度。

【相對性量子力學】(Relativistic quantum mechanics)

把相對論的作用考慮進去的量子力學。

【相對風】(Relative wind)

運動物體在空氣中運動時，使周圍空氣亦引起相對運動，對於此物體而言，此相對之空氣速率稱爲相對風。

相對風的方向和速度，是由兩個方向量(*vector*)相加而得，其一是空氣對地的速度，另一是和物體對地速度相等而方向相反的。

【相對速度】(Relative velocity)

速度與位置一樣，必須以確定的參考系爲描述的基準。一般所

說的速度，是以固定於地球上的參考系爲準，亦即相對於地球的速度。但在實用上，常需以他種參考系爲準，而該種參考系可能也相對地球而運動。所考慮物體的速度和參考系的速度（均指相對於地球或其他的共同基準而言）的向量差，稱爲其相對速度，而分爲

$$A\text{相對於}B\text{的相對速度}\vec{V}_{AB}=\vec{V}_A-\vec{V}_B$$

及

$$B\text{相對於}A\text{的相對速度}\vec{V}_{BA}=\vec{V}_B-\vec{V}_A$$

【相對密度】(Relative density)

即比重。

詳閱“比重（*Specific gravity*）”條。

【相對發光度】(Relative luminosity)

一特殊波長的發光度與在此波長下的最大發光度之比。

【相對電容率】(Relative permittivity)

係定義爲 $\epsilon_r=\dfrac{\epsilon}{\epsilon_0}=1+\chi_e$

此數爲一純數，與任何的單位系統無關，相對電容率又稱爲介電常數（*dielectric constant*），其中 ϵ 爲電容率，χ_e 爲電極化率。

【相對運動】(Relative motion)

一物體相對於第二物體所量得的位置如隨時間而改變，則此物體對他一物體而言，此物體係處於運動的狀態。相反的，如果相對位置並不隨時間而改變，則此物體即在相對靜止的狀態之中。因此靜止與運動兩者都是相對的

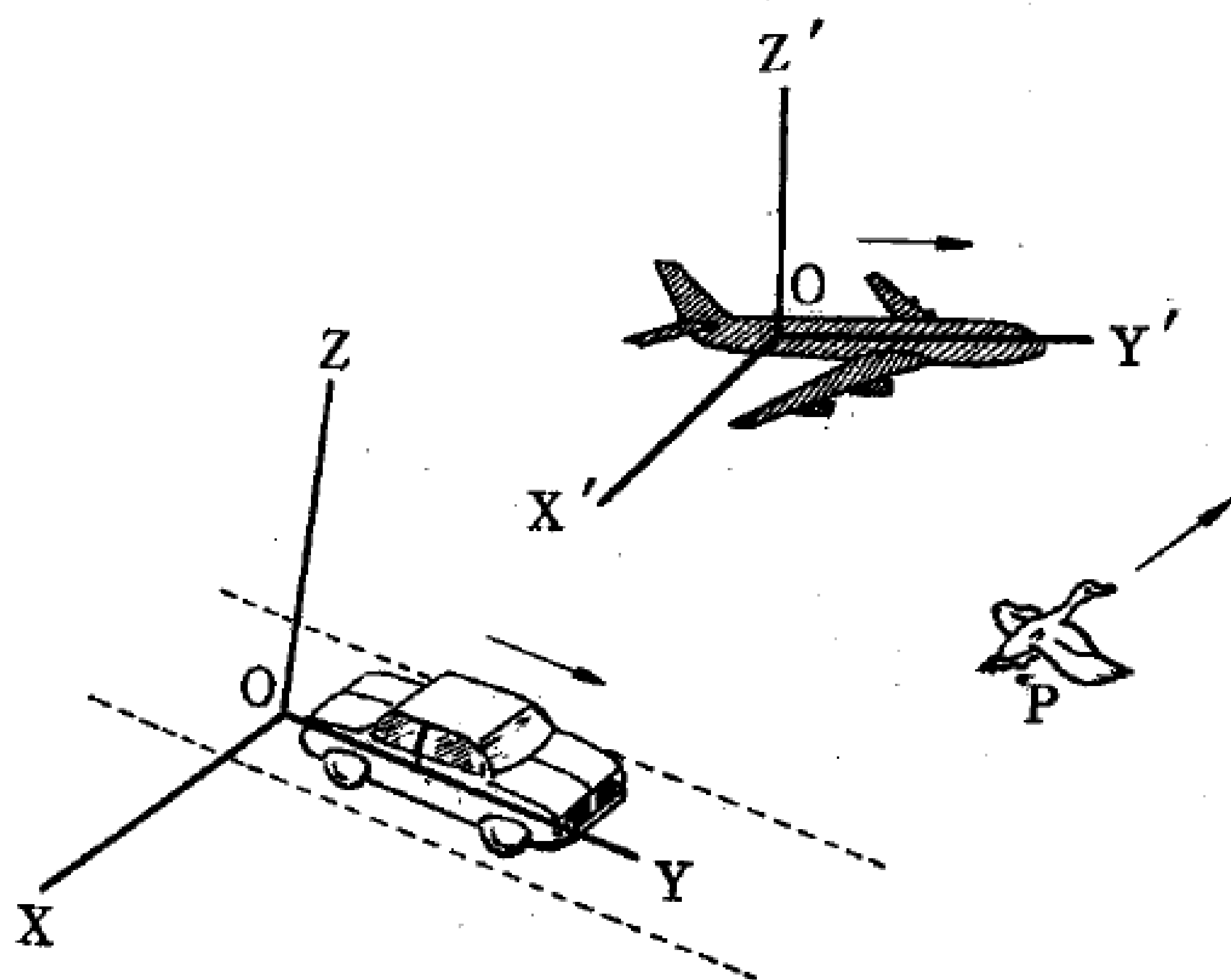


圖 9 — 77　運動爲相對的

觀念，和物體相對於另一所選定的參考物體的情況有關。一棵樹和一棟房屋對地球而言，它們是靜止的，但是對太陽言，它們卻都在運動中。當一列火車經過車站時，我們說這列火車相對車站而運動。但是對在火車上的旅客，可以這樣地說車站是在與火車運行相反的方向相對火車而運動。

所以，描述運動，觀察者必須選定一參考坐標，然後根據所選定的參考坐標來描述運動。在圖 9 — 77 中，示二觀察者及一質點 P。二觀察者所使用的參考坐標分別爲 XYZ 及 $X'Y'Z'$。假如 O 及 O' 彼此爲相對靜止，則他們所觀察到的 P 的運動必爲相同，但是假如 O 及 O' 有相對運動，則他們所觀察到的 P 的運動將有所不同。

【相對等速轉動】(Relative uniform rotation)

假設二觀察者 O 及 O' 彼此作相對轉動而無相對移動。爲簡單計，可假定 O 及 O' 二者位於相同的空間，並且每一觀察者使用一固定於其本身的參考系，此二參考系共有一個原點。例如，觀察者 O 應用參考系 XYZ（圖 9 — 78），得知固定於 O' 的參考系 $X'Y'Z'$ 以一角速度 $\vec{\omega}$ 轉動。對 O' 而言，情形恰巧相反，O' 見到參考系 XYZ 以角速度 $-\vec{\omega}$ 轉動。

爲了便於說明，可使 Z 及 Z' 軸重合並平行於 $\vec{\omega}$。假設一質點 A，有一位置向量 $\vec{r}$，相對於 O' 爲靜止。所以 A 相對於觀察者 O，係以角速度 $\vec{\omega}$ 作等速圓周運動。因此 A 相對於觀察者 O 的速度，必爲 $\vec{\omega}\times\vec{r}$。假如，質點 A 相對於 O' 以速度 $\vec{V}'$ 運動，則 A 相對於 O 的速度必爲

$$V=\vec{V}'+\vec{\omega}\times\vec{r}$$

或

$$\vec{V}'=\vec{V}-\vec{\omega}\times\vec{r}$$

上式是當觀察者 O 及 O' 以角速度 $\vec{\omega}$ 作相對轉動時，所測得 A 點的速度 $\vec{V}$ 及 $\vec{V}'$ 間之關係式。

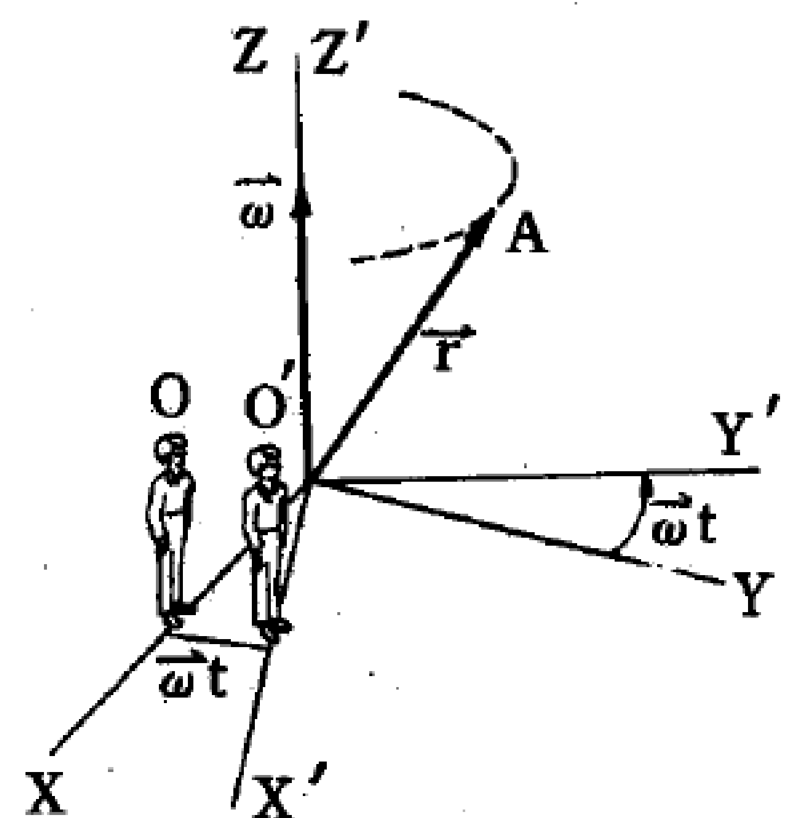


圖 9 — 78
在等速相對轉動中之參考系

由O及O'所測得的加速度之間的關係式比較複雜。當質點A相對於O'爲固定時，則A相對於O即在作等速圓周運動，A相對於O的加速度應爲$\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})$。假如質點$A$相對於$O'$是以一速度$\vec{V}'$及一加速度$\vec{a}'$在運動時，將會使人以爲相對於$O$的加速度爲$\vec{a}=\vec{a}'+\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})$。但這並不是眞實的。我們將不導出一般表示由在作相對等速轉動的觀察者O及O'所觀測的一質點的加速度$\vec{a}$及$\vec{a}'$之間的關係式；其結果爲

$$\vec{a}=\vec{a}'+\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})+2\vec{\omega}\times\vec{V}'$$

或

$$\vec{a}'=\vec{a}-\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})-2\vec{\omega}\times\vec{V}'$$

式中$-2\vec{\omega}\times\vec{V}'$稱爲科里奧利加速度（*Coriolis acceleration*），$-\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})$一項因其有一負號而相當於一離心加速度(*centrifugal acceleration*)〔$\vec{\omega}\times(\vec{\omega}\times\vec{r})$爲向心加速度（*centripetal acceleration*）〕，科里奧利加速度及離心加速度均爲觀察者作相對等速轉動時所測得的結果，而不是由於一特殊作用加於質點上所產生的加速度。

【相對論】（Theory of relativity）

相對論分廣義和狹義兩部分，一般除非特別指明，均指狹義相對論。

自從1905年愛因斯坦發表特殊相對論以來，這門學問經過無數實驗的考驗，但從來沒有一個實驗能使它的光輝褪色。到目前爲止，特殊相對論已成爲物理學內的一種基本信念，物理學家們相信，任何合理的物理學說都必須合乎特殊相對論的基本要求。特殊相對論之所以如此地成功，完全在於它有嚴謹的結構，正確的出發點以及明晳的判斷。

物理學發展到十九世紀的時候，牛頓力學已成爲極完美的形式，它對質點的運動能做到與實際觀測相當一致的描述；例如，對行星運動的軌道計算，幾乎與觀測完全符合。因此，不但牛頓力學本身成爲一種信念，而且由牛頓力學所推展出來的普遍觀念亦不爲人所懷疑。

伽立略不變性（*Galilean invariance*）是牛頓力學裏的一個重要觀念，它是說：若兩個觀測者分別站在以等速度作相對運動的兩個慣性系統（*inertial system*）內，則對同一種力學現象的觀測，他們會得到相同的結論。也就是說，兩觀測者所寫出的力學定律（*mechanical law*）應有相同的數學形式。簡單地說，力學定律的數學形式經伽立略變換（*Galilean transformation*）後應不變其形式。

這個觀念，對平常的力學現象皆屢試不爽。因爲伽立略轉換所涉及的只是時間與空間的結構，而任何物理現象皆發生在這時－空的結構內，因此物理學家們相信，不只力學現象有伽立略不變性，而且任何物理現象亦應有伽立略不變性。

十九世紀末期，由於馬克士威（*Maxwell*）在電磁學上的輝煌成就，使人們了解光的現象，由著名的馬克士威方程式（*Maxwell equation*）可以很精確地推測出光對靜止觀測者的速度 c，很自然地有一個問題立即發生，電磁現象是否也具有伽立略不變性？

這個問題非常基本也非常重要，因爲假如電磁現象不適於伽立略不變性，除非馬克士威方程式不正確，否則整個物理學界的基本時－空觀念即有重新考慮的必要。結果經過複雜的計算後，馬克士威方程式並非不變（*invariant*），在兩個有相對運動的慣性系統內將看到不同的電磁現象，這對伽立略不變性的觀念是一個致命的打擊。

但十九世紀的物理學家們提出了一個似乎很合理的解釋，以保持伽立略不變的觀念。他們說：由馬克士威的學說，光是一種波動，因此需要有一種傳遞波動的介質，此介質爲無質量但有彈性的東西，稱爲以太（*ether*）。而馬克士威方程式只適合於對以太是靜止的坐標系統，也就是說，若有觀測者對以太是靜止的話，則其觀測到的光速爲 c，但若觀測者對以太有一相對速度 v，則由於速度相加的原理，因此其所觀測到的光速爲 $c-v$。因爲，對運動的觀測者而言，整個介質並非靜止，因

此他所觀測到的電磁現象必不同於靜止的觀測者，所以馬克士威方程式在兩系統中的數學形式當然不同。

以上的解釋皆爲合理，但是它的關鍵在以太（尤其是靜止的以太）是否存在，這只有實驗才能回答。

1887年，邁克生（*Michelson*）和毛立（*Morley*）兩人作了一個光的干涉實驗，以探討以太的存在問題，結論是：以太的存在並不確實可信，而光速在有相對運動的兩個慣性系統中皆爲 c。

由於這個實驗結果，有人以爲馬克士威方程式也許不正確，而認爲它應該是符合伽立略不變的形式才對，因此在原來的方程式後面加上了一些項，使整個方程式具有伽立略不變性，但是在這些方程式上加上了新項，則應有一些新的電磁現象，經實驗證明，並無這些新的現象，因此，馬克士威方程式的正確性遂不復爲人所懷疑了。

在相對論發表前不久，羅倫茲（*Lorentz*）做了一個很有趣的純數學工作，他發現若在有相對運動的兩慣性坐標間做下列的變換：

$$x' = \frac{x - \mu t}{\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{c^2}}}$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \frac{t - \frac{\mu x}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{\mu^2}{c^2}}}$$

則馬克士威方程式不變，此種時-空轉換稱爲羅倫茲變換（*Lorentz transformation*），因此馬克士威方程式具有羅倫茲不變性（*Lorentz invariance*）；此式所包含的物理意義，羅倫茲並不了解，一直到特殊相對論發表之後，其中奧妙才爲人所知曉。

上式所牽涉的也只是時-空的結構而已，因此，潘卡瑞（*Poincaré*

）曾建議說：也許所有的物理現象皆應有羅倫茲不變性。

到現在為止，我們所提到的，皆是在特殊相對論發表以前，物理學家們所遭遇到的困難，在這種情況下，物理學的發展似乎只有兩條路可走：

1. 保留伽立略不變性的觀念，因此認為牛頓力學是正確的。所要做的工作是，如何為電磁學找一個更恰當的說明，使其符合邁克生、毛立的實驗及伽立略不變性。

2. 放棄伽立略不變性的觀念，而採取潘卡瑞的建議，即任何物理定律皆應有羅倫茲不變性。因此，電磁學是正確的，而需要修正牛頓力學，使其具有羅倫茲不變性；並且要給時間及空間一個新的意義。

在這一片迷惑中，愛因斯坦發表其特殊相對論（ 1905 ），他所採取的是第二條路。從這個觀點，他寫下了他的兩大假設：

1. 相對論原理，在所有的以等速度作相對運動的慣性系統中，任何物理定律皆有同一形式（所謂慣性系統，即是牛頓的慣性定律能適用的系統，此條假設與伽立略不變性的要求相同）。

2. 光之速率在所有的慣性系統中皆為一常數 c 。

這兩條假設並無新奇處，此兩假設正是我們提到的第二條路的另一寫法而已。但是，此兩條假設的重要性，完全決定於是否能給予羅倫茲變換所牽涉的時－空結構一個新的意義，愛因斯坦最重要的貢獻也就是在這一方面。以他的時-空觀念再加上他的兩大假設，則羅倫茲變換是一個必然的時-空變換式。

根據這些假設，經過複雜的數學演算，愛因斯坦的相對論有以下數條重要的結論：

(1)質點的質量隨運動速度的不同而變，其值為

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c}}} \qquad (m_0 \text{ 為靜止質量})$$

(2)質量可以轉變爲能量，恆等式爲

$$E=mc^2$$

(3)高速運動的鐘錶時間要過得比較慢，即時間亦爲相對者。

(4)光線經過重力場時將會受重力吸引而彎曲。

(5)恆星光譜之位移，譜線朝紅向移動之量恆與恆星質量成正比，與半徑成反比。

(6)水星近日點變化，水星軌道長徑自轉速度較引力定律計算而得者快，由相對論推算這是必然現象。

以上諸項，除第三項因限於儀器設備不足未證實外，其餘均已經實驗證實。

【相對論力學】(Relativistic mechanics)

以相對論的觀點，我們必須重新建立力學定律。我們知道，當速度遠小於光速 c 時，羅倫茲變換式 (*Lorentz transformation formula*) 與伽立略變換式 (*Galilean transformation formula*) 相同。因此，具有對羅倫茲變換不變性的相對論力學，在速度遠小於光速的情況下，也應該同於對伽立略變換不變的牛頓力學。這是我們探討相對論力學的一個基本原則。這個原則啓示我們，相對論力學裏所要採取的觀念應儘可能的保持牛頓力學裏的形態。

因此，我們所採取的動量仍定爲：

$$\vec{p}=\text{質量}\times\text{速度}=m\vec{v} \qquad (1)$$

並假設動量守恆律 (*law of conservation of momentum*) 依然是正確的，即

$$\left[\sum_i \vec{p}_i\right]_{initial}=\left[\sum_i \vec{p}_i\right]_{final} \qquad (2)$$

假若 (1) 式中的質量 m 爲與運動速度無關的常數，利用速度變換式，則 (2) 式沒有對羅倫茲變換的不變性；因此，假如 (2) 式要合於羅倫茲不變性而動量爲 (1) 式的形態，則質量勢必不爲常數，而與運動速度有關；因爲我們相信質量是一個無向性的純量，所以質量只能

與運動速度的大小有關，即

$$m = m(v)$$

$m(v)$是一個待決定的函數，爲了不違反我們的基本原則，故當 $v=0$時，$m(0)$必爲牛頓力學內的慣性質量 m_0，m_0稱爲靜止質量（*rest mass*），也就是對質點靜止時所量得的質量。

【相對論之不變性】（Relativistic invariance）

在物理學史上特殊相對論乃起源於電磁學。羅倫茲在研究馬克士威的電磁學公式時發現了羅倫茲時空轉換式。愛因斯坦在 1905 年創立相對論時所提出的論文的題目並不是稱爲相對論，而是叫做運動中的物體的電動學（*On the Electrodynamics of Moving Bodies*）。現在我們知道相對論的基本假設及其內涵不但可適用於電磁學，並且也適用於任何的物理現象。我們也知道任何完整的物理定律必須具有相對論的不變性，即任何物理定律經過羅倫茲時空轉換後其形式應當維持不變。在相對論不變性的重要意義被物理學家認識以前，我們在物理上早已有一套具有相對論不變性的理論，即馬克士威的電磁學理論。不論電荷的速度多大，不論一磁場是怎麼產生的，在空間內每一點 $\nabla \cdot \vec{B}$恆爲零。這是磁場最主要的特性。這一特性也具有相對論的不變性。

【相對論之假設】（Postulates of relativity）

愛因斯坦首倡特殊相對論時，由邏輯的推論，提出相對論的兩個基本假設：

第一假設又稱爲相對性原理（*relativity principle*）。即在所有以等速度作相對運動的慣性系統中，任何物理定律均有相同形式。因此欲使馬克士威方程式（*Maxwell's equation*）在不同的慣性系均呈同一形式，則伽立略變換（*Galilean transformation*）將不適用，這是因爲馬克士威方程式在不同的伽立略觀察者有不同的形式，因此必須新的變換定律。

第二假設是光在眞空中的速度，在所有的慣性系統中不變，均爲常數 c。

由此假設否定以太的存在，並使羅倫茲變換（*Lorentz transformation*）成爲相對論中的變換定律。

【相對論之等效原理】（Equivalence principle of relativity）

謂在狹義相對論中，任何二慣性坐標系的等值。

【相對論性都卜勒效應】（Relativistic Doppler effect）

設等速相對運動的二坐標系 S 及 S'，在 S' 上定點 P 發出週期爲 T' 的振動，S 向左遠離 S'，在此時間內 S 上的觀測者由 x_1 行至 x_2，如圖 9－79 所示。

則由羅倫茲變換，在 S 上的觀測者量到的週期爲 T_0

$$T_0 = \frac{T'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

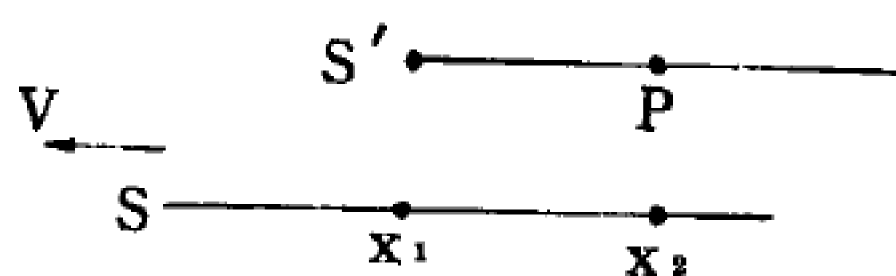


圖 9－79

若在 S 上，x_1 處所量到的時間，因爲信號須從 x_2 傳至 x_1，需要傳送時間 $(x_2 - x_1)/c$，所以全部測量的時間（同在點 x_1）是

$$T = T_0 + \frac{x_2 - x_1}{c} = T_0 + v\,T_0/c$$

$$= \frac{T'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} + \frac{v}{c}\,\frac{T'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$= \sqrt{\frac{c + v}{c - v}}\;T'$$

因爲發生信號的數目在兩坐標系統應該一樣，假設在 S' 的頻率爲 ν'，在 S 爲 ν，則

$$\nu' T' = \nu T$$

由以上兩式，可求得

$$\nu = \sqrt{\frac{c - v}{c + v}}\;\nu'$$

同理，若S向右接近S'，速度爲反方向，則

$$\nu = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}}\,\nu'$$

這是相對論性的都卜勒效應。

又由平面波的波函數

$$e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega t)}$$

是純量，由相對論的觀念，($\vec{r}$ ，ct) 構成四維空間的向量，則 ($\vec{k}$ ，ω/c) 亦爲一向量，由羅倫茲變換可得

$$k'_x = \frac{k_x - v\,\omega/c}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$\omega' = \frac{\omega - \frac{v}{c}k_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

由此公式亦可以求得相對論性的都卜勒效應。

【相對論性總能量守恆律】(Conservation of total relativistic energy)

我們平常的質量觀念及能量觀念在本質上是相同的，因此把質量守恆律與能量守恆律合寫成相對論性總能量守恆律，即在一坐標系統內，一孤立系統的相對論性總能量守恆。

【相對論第二階效應】(Second order relativistic effect)

在某一時空點的電場$\vec{E}$及磁場$\vec{B}$與產生這一電磁場的場源分佈情形無關，這也就是說，如果我們有二種不同的場源分佈，它們在同一時空點上所產生的電場及磁場完全相同時，則在這一時刻站在這一點上不論用什麼實驗我們都無法決定到底這個電磁場是由那一組場源所產生的。因此，我們可以將任意時空點上的某一電磁場想像成特殊的簡單場源所產生之電磁場重疊而成，我們現在將這個結果綜合敘述如下：若F'參考系沿著正x方向以等速$\vec{v}$對F參考系作相對運動，則站在F及F'上

在同一時空點所量到的電磁場間之關係爲

$$\left.\begin{array}{l} E'_x=E_x\ ,E'_y=\gamma(E_y-\beta B_z)\ ,E'_z=\gamma(E_z+\beta B_y) \\ B'_x=B_x\ ,B'_y=\gamma(B_y+\beta E_z)\ ,B'_z=\gamma(B_z-\beta E_y) \end{array}\right\}\ (1)$$

式中 $\beta=\frac{v}{c}$, $\gamma=(1-\frac{v^2}{c^2})^{\frac{1}{2}}$

（1）式有一極奇怪的特性，即它們對$\vec{E}$及$\vec{B}$而言是對稱的。如果將$\vec{E}$及$\vec{B}$、y及z弄顚倒了，我們的式子將仍然完全一樣！但是，磁力是一運動中的電荷施於另一運動中電荷之電力的相對論第二階效應，即磁力與電力大小的比值之數量級（ *order of magnitude* ）爲 $\frac{v_1 v_2}{c^2}$ 。在自然界裏，電與磁的某些現象是截然不同的，例如，電場是由電荷產生的，但是，磁場並不是由磁荷產生的，即電場滿足 $\nabla\cdot\vec{E}=4\pi\rho$ 的關係，但磁場卻滿足 $\nabla\cdot\vec{B}=0$ 的關係。所以從電學（ *Electricity* ）及磁學（ *Magnetism* ）的觀點來看，我們這個宇宙並不完全對稱。然而，撇開場源不談，我們發現$\vec{E}$及$\vec{B}$之間的關係卻是高度地對稱。由（1）式我們還可看出，$\vec{E}$和$\vec{B}$似乎是某一量的分量。我們叫這個量爲電磁場，而把E_x、E_y、E_z、B_x、B_y及B_z看作是電磁場的六個分量。同樣地一個場在不同的慣性參考系中可以用不同的分量來表示，這就好像一個向量在不同的坐標系中可以用不同的分量來表示一樣。然而，在這種概念下，電磁場並不是一個向量，而是所謂張量（ *tensor*）。（1）式代表了這個張量用不同慣性參考系表示時之分量間的關係。

在某種特殊的情況下，由（1）式可以得到一些簡單電場與磁場間的關係。假若在F參考系中任何一時空點磁場都爲零，那麼在另一以等速度對F運動的參考系中：

$$E'_x=E_x \qquad E'_y=\gamma E_y \qquad E'_z=\gamma E_z$$

$$B'_x=0 \qquad B'_y=\beta\gamma E_z \qquad B'_z=-\beta\gamma E_y$$

由這一結果我們可求出F'參考系內所看到的電場$\vec{E'}$與$\vec{B'}$間的關係

，即 $B'_x=0 \quad B'_y=\beta E'_z \quad B'_z=-\beta E'_y$

因爲現在F參考系以$-\vec{v}$的速度沿X軸對F'參考系運動，所以如果我們用$\vec{v}'$表示F對F'的速度（即$\vec{v}'=-\vec{v}$），則上式可以用下面的向量積來表示

$$\vec{B}'=\frac{\vec{v}'}{c}\times\vec{E}' \quad \text{（若在某參考系中}\vec{B}=0\text{）} \qquad (2)$$

如果在某一參考系（令爲F）內任何一點$\vec{E}=0$，則在另一參考系（F'）中我們同樣可以得到下面的關係

$$\vec{E}'=-\frac{\vec{v}'}{c}\times\vec{B}' \quad \text{（若在某參考系中}\vec{E}=0\text{）} \qquad (3)$$

上式中$\vec{v}'$爲F參考系（在F內$\vec{E}=0$）對F'參考系的相對速度。（2）及（3）二式內的括號中的限制是很重要的。我們經常不能找到一慣性參考系，使在這一參考系上每一點所看到的磁場（或者電場）都爲零，這時，上二式的關係就不能成立。

【相對論質量】（Relativistic mass）

相對論力學顯然最好是能儘量保有古典力學的關係形式：

$$\vec{p}=m\vec{V} \qquad (1)$$

其中$\vec{p}$爲動量，m爲質量，$\vec{V}$爲質點之速度，如修改質量的古典觀念，則古典的動量不滅定律可保留

$$[\sum_i \vec{p}_i]=[\sum_i \vec{p}_i] \qquad (2)$$

但須容許質點之質量爲其速度值之函數，即

$$m=m(V) \qquad (3)$$

以下決定此函數之形式當$V\to 0$時，$m(V)\to m_0$，其中m_0爲定值，等於質點的古典質量。此條件之所以成立，是因爲當$V\to 0$時，羅倫茲變換式趨變爲伽立略變換式而古典力學即無需修改。

爲要求得函數$m(V)$，考慮下面實驗。圖 9—80 表示在x,y,z軸上看到的情形，觀察者O_1和O_2以相等而相反的速度沿x軸的平行方向運動。兩觀察者各有一球B_1和B_2，此兩球完全一樣，靜止時量得其

質量各爲m_0。當兩觀察者相互擦過時，各以球向對方擲去。從觀察者自己觀點看來，其自身所擲之球，速度大小均爲V，而方向均垂直於x軸。

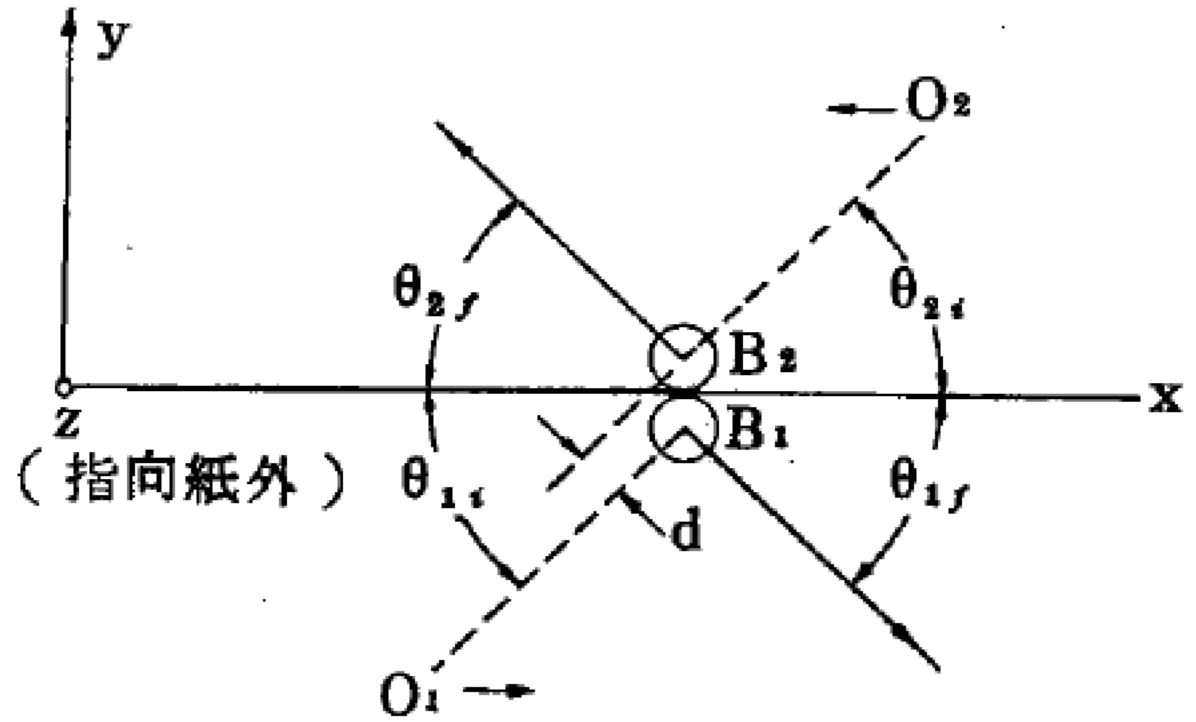


圖9－80　靜質量相同之兩球間的碰撞

在x,y,z軸上看，B_1和B_2將沿著與x軸成$\theta_{1i}=\theta_{2i}$之兩平行直線以相等的速度值互相靠近，而以θ_{1f}和θ_{2f}的角度反彈開去。假定動量不滅且爲彈性碰撞，則易證得$\theta_{1f}=\theta_{2f}$且碰撞後兩球速度之大小與碰撞前相等。θ_{1f}或θ_{2f}之實際值與碰撞參數d有關。圖9－80中所示情形，是假設$\theta_{1f}=\theta_{2i}$。

現在看看自O_1觀點所看到的過程，如圖9－81。觀察者O_1以V速沿著與其y軸平行的直線擲出B_1。B_1沿著原線以相同的速度值反向彈回。他看到B_2在x方向的速度維持不變且恆等於O_2對O_1的相對速度v。至於O_1所觀察到B_2沿其y軸的速度分量，則在碰撞中改變了符號但其值之大小維持不變。要計算此值之大小，則由於O_2看到B_2速度之y分量爲V，將其轉換到O_1軸上，得O_1看到B_2速度之y分量爲$V\sqrt{1-v^2/v^2}$。

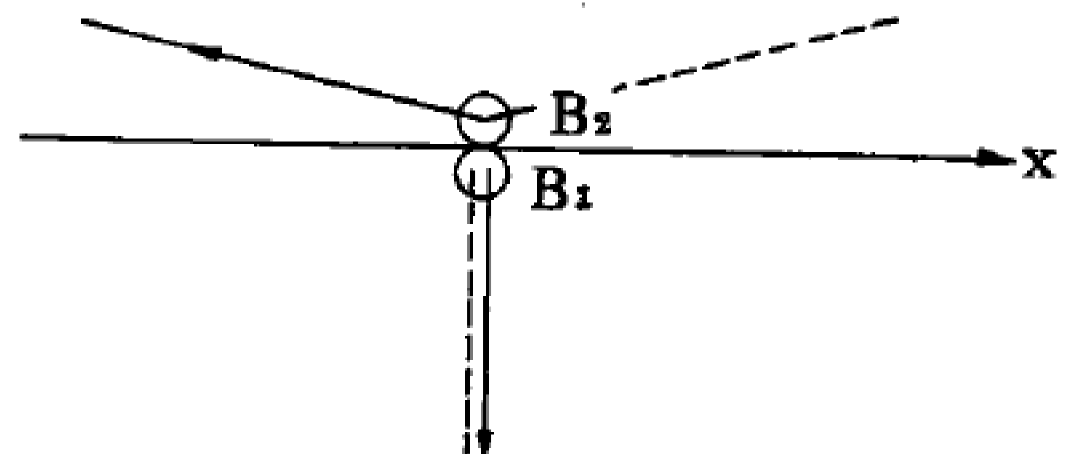


圖9－81
靜質量相同之兩球間的碰撞，自觀察者O₁觀點所看到的情形。

O_1軸上量得B_1和B_2之y向動量，兩者在碰撞中都不過只改變了符號。是以整個兩球系統之y向總動量亦改變了符號。但動量不滅定律說系統在碰撞前之y向總動量應等於碰撞後之y向總動量。這種情形下則只有一個可能，即O_1所看到的y向總動量，無論碰撞前或碰撞後兩者均須分別爲零。今可根據（1）式定義來計算動量，則爲滿足（2）式

之動量不滅，須令其總動量等於零。如果堅持 m 要等於定值 m_0，顯然所得方程式自相矛盾。但如照（3）式容許 m 爲速度之函數，得方程式

爲 $$Vm(V)=V\sqrt{1-v^2/c^2}\,m\left(\sqrt{V^2(1-v^2/c^2)+v^2}\right)$$

或 $$m(V)=\sqrt{1-v^2/c^2}\,m\left(\sqrt{V^2(1-v^2/c^2)+v^2}\right)$$

其中方程式右邊 m 函數內所取的變數（$\sqrt{V^2(1-v^2/c^2)+v^2}$）正是 O_1 所看到 B_2 速度值的大小。此方程式滿足 v 或 V 之任何值，如取 $V\to 0$ 即立得 m 函數之表示式。故得

$$m(0)=m_0=\sqrt{1-v^2/c^2}\,m(v)$$

於是 $$m(v)=m_0/\sqrt{1-v^2/c^2} \qquad (4)$$

自 $m(V)$ 之表示式取 $V\to 0$ 以求得（4）式之函數形式是屬於簡捷證明而非係趨近近似法，實際上不難證明（4）式確實能完全滿足 $m(V)$ 之表示式。因此爲使相對論力學的理論合理，則須令質點以 v 速運動時的質量比其靜止時質量大一因數 $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$。質量 $m(v)$ 稱爲質點之相對論質量，而 m_0 稱爲靜質量。當 $v\ll c$ 時，$m=m_0$，故 $m(v)$ 這形式合乎我們的原則。當 $v\to c$ 時，$m\to\infty$，因此 $v=c$ 時，質量無意義；若 $v>c$，則質量爲虛數，更無意義可言，也就是說，光速爲速度的極限，任何有意義的物質，其速度不能大於光速。

【相對磁導率】（Relative magnetic permeability）

相對磁導率 μ_r 爲物質的磁導率 μ 對自由空間的磁導率 μ_0 之比。物質在外加磁場 $\vec{B}$ 的作用下，會產生磁化強度（*magnetization*）$\vec{M}$，

茲定義 $$\vec{H}=\vec{B}-4\pi\vec{M}$$

因 $$\vec{M}=\chi_m\vec{H}$$

式中 χ_m 爲磁化率（*magnetic susceptibility*），$\vec{H}$ 爲磁場強度。

故 $$\vec{B}=(1+4\pi\chi_m)\vec{H}$$

物質的磁導率 μ，即爲 $\vec{B}$ 與 $\vec{H}$ 之比例常數

$$\mu = 1 + 4\pi\chi_m$$

即 $$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

所以 $$\mu_r = \mu / \mu_0 = \vec{B} / \mu_0 \vec{H}$$

在 C.G.S. 制及 e.m.u.制中，μ_0均等於 1；在M.K.S. 制中$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 韋伯／安培米。

【相對濕度】(Relative humidity)

現在大氣中之水汽壓與現在溫度下之飽和水汽壓之比；或現在大氣中所含水汽之密度與現在溫度下所含飽和水汽密度之比；或露點的飽和水汽壓與現在溫度的飽和水汽壓之比，稱爲相對濕度。一般用百分率表示。

平常氣象報告通用相對濕度。濕度對我們日常生活和健康很有關係。最適宜的相對濕度在 50％到 60％之間。

參閱“濕度 (*Humidity*) ”條。

【相鄰波道】(Adjacent channel)

某波道範圍外之鄰波道。

【相轉變】(Phase transition)

均勻物質在其不同的相間產生之轉變稱爲相轉變。例如，在臨界壓力以下的某一定壓力下，將氣體的溫度降低，在某溫度時氣體就液化；在一定壓力下，將熱加於固體，在某溫度時就熔解；鐵磁性物體在居里溫度上下，從鐵磁性轉變爲常磁性，這些現象都是相轉變的例子。

以熱力學而言，兩相共存的條件爲對各相所定義的吉布士函數 (*Gibbs function*) (熱力學位) $G^{(1)}(P, T)$和$G^{(2)}(P, T)$相等。在 $G-P-T$空間的兩曲面$G = G^{(1)}$和$G = G^{(2)}$的交線決定兩相的共存線$P = P(T)$，而在此交線上兩曲面有時作高階的接觸。通常高至 ($n-1$) 階的偏微分均相同時，此共存線表示的相轉變爲 n 階的相轉變。氣相和液相間、液相和固相間的轉變爲第一階相轉變 (*phase*

transition of the first order)之例。此時熵(以及潛熱)、體積的不連續性爲其特徵，並且克勞修士、克拉泊壤方程式 (*Clausius-Clapeyron equation*)成立。在第二階(*second order*)轉變中，熵體積有連續性，但是比熱、熱膨脹係數有不連續的跳躍，例如，在比熱、溫度曲線的轉變點附近有極大點。液態氦Ⅰ和Ⅱ間的轉變，氯化氨的有序無序轉變，甲烷等的轉動轉變均爲其例。在第三階(*third order*)轉變中，則比熱和熱膨脹係數均爲連續，但其微分均具不連續性。鐵磁性、常磁性間的轉變爲其例，通常相轉變均屬於協力現象。

【相關能量】(Correlation energy)

在原子、分子或固體內，電子位於某些軌道而成電子組態乃是一近似觀念。實際上電子的運動相互影響，此種現象爲相關作用 (*corre-lation*)，以電子組態計算得原子、分子或固體的能量恆較實際能量爲高，此高出之能量稱爲相關能量，乃因忽略電子彼此間之自發作用之故。

【相關簡圖】(Correlation diagram)

研究雙原子分子的電子結構時，有兩種討論方式：一是聯合原子模型，即是將原子的原子核重合爲一重原子，利用此重原子的電子結構以考慮分子的結構。其二是分離原子模型，即是考慮兩獨立原子的電子結構以導出分子的結構情形。眞正的分子結構顯然介於這兩種模型之間，所以若將此二原子模型中各電子狀態在形成分子時的對稱性求出後，將兩模型中有相同對稱性的電子狀態，依能量由低而高依次聯結，表示兩原子模型中各電子狀態的相關情形。這種聯結圖稱爲相關簡圖。利用相關簡圖，可解說各種雙原子分子的電子結構及其光譜。

【柵屏間電容】(Grid plate capacitance)

振盪器常藉此電容將屏路少許電力回輸到柵極，造成振盪。

【柵偏壓】(Grid bias)

電子管控制柵極上的負直流電壓，此電壓將工作點移到沒有柵極電

流的範圍內。為了使得柵極上的交流電壓即使在最大的正值時也不發生柵極電流，柵極負偏壓應當大於柵極交流電壓的幅值。但是為了使得電子管能夠正常工作，除了消除柵極電流以外，還需要保證工作點在屏極特性曲線上佔有正確的位置。例如對於*A*類放大器的工作，工作點應處在特性曲線上直線部分的中部。在四極管和五極管中，當負偏壓一定時，這一點可用提高屏和簾柵電壓來達到。這樣一來，適當地選擇柵偏壓、屏壓和簾柵電壓，就既能消除柵極電流，也能使工作點在特性曲線上處於所需的位置。柵偏壓的電壓可以從專門的電源（例如乾電池）獲得，也可利用電子管線路中電流通過電阻所生的電壓降而獲得，這即是所謂自給偏壓（*self bias*）。

【柵陰間電容】（Grid-cathode capacitance）

柵陰兩極對立所形成之電容量，有時稱為輸入電容。

【柵極】（Grid）

這是電子管或其他電子器件內的一個電極，它可能具有細絲網、螺旋線等形狀，用來在器件內部產生電場。接有某種電壓的柵極在器件內部產生一個為改變電子流的強度或電子速度所需的電場，但它不阻礙電子穿過柵極小孔的運動。在三極管內，只有一個柵極，用來控制屏極電流的強度，因此叫做控制柵極。在比較複雜一些的電子管或其他電子器件內，除了與三極管中的柵極起同樣作用的控制柵極外，還採用著一個或數個輔助柵極，其上加的是直流電壓。這些柵極用來改善電子管的質量，而不對屏極電流發生控制作用。

在有些多極電子管內，除了這些輔助柵極以外，還採用著一個以上的控制柵極，例如有些混頻管就是這種情況（例如在6*SA*7變頻管內，第三柵極就被用作第二個控制柵極）。

參閱“三極管（*Triode*；*Audion*）”條。

【柵極電壓】（Grid potential）

三極管中柵極和放射極間電壓的差。

【柵極特性曲線】(Grid characteristic curves)

當電子管屏極上具有某一直流電壓 V_a 時(如為多柵管，則除控制柵以外的全部柵極上也都具有某一電壓時)，屏極電流 I_a與控制柵極電壓 V_c 的關係曲線。柵極上的負電壓很大時，沒有屏極電流(電子管閉塞)。當此負電壓(截止電壓)稍微減小以後，就有屏流發生；負電壓進一步減小時，屏流開始增加，開始時增加很慢，往後便快起來。當柵極上為零電壓時，屏極電流達到某一數值，這個值叫做電子管的零位電流。當柵極上轉為正電壓以後，屏極電流仍繼續增加，開始也是很快的，往後便逐漸減慢。電壓變到某一數值時，屏極電流達到飽和電流值，便停止增加。這個電壓叫做飽和電壓。電子管柵極特性曲線上有三個不同的部分：下部彎曲段、直線段和上部彎曲段。不過在某些類型的電子管內，特別是在氧化物陰極的電子管內，不可能達到飽和電流，因此特性曲線上也就沒有劇烈的上部彎曲段。當屏極上(及簾柵極上)的直流電壓變化時，整個柵極特性曲線便發生移動(電壓降低)，向右移動；電壓升高，向左移動。在屏極直流電壓為各個不同數值時所獲得的一組柵極特性曲線(如圖 9－82)叫做電子管的柵極特性曲線組。根據電子管柵極特性曲線組，能夠很方便地確定電子管的基本參量跨導、放大因數和屏阻。

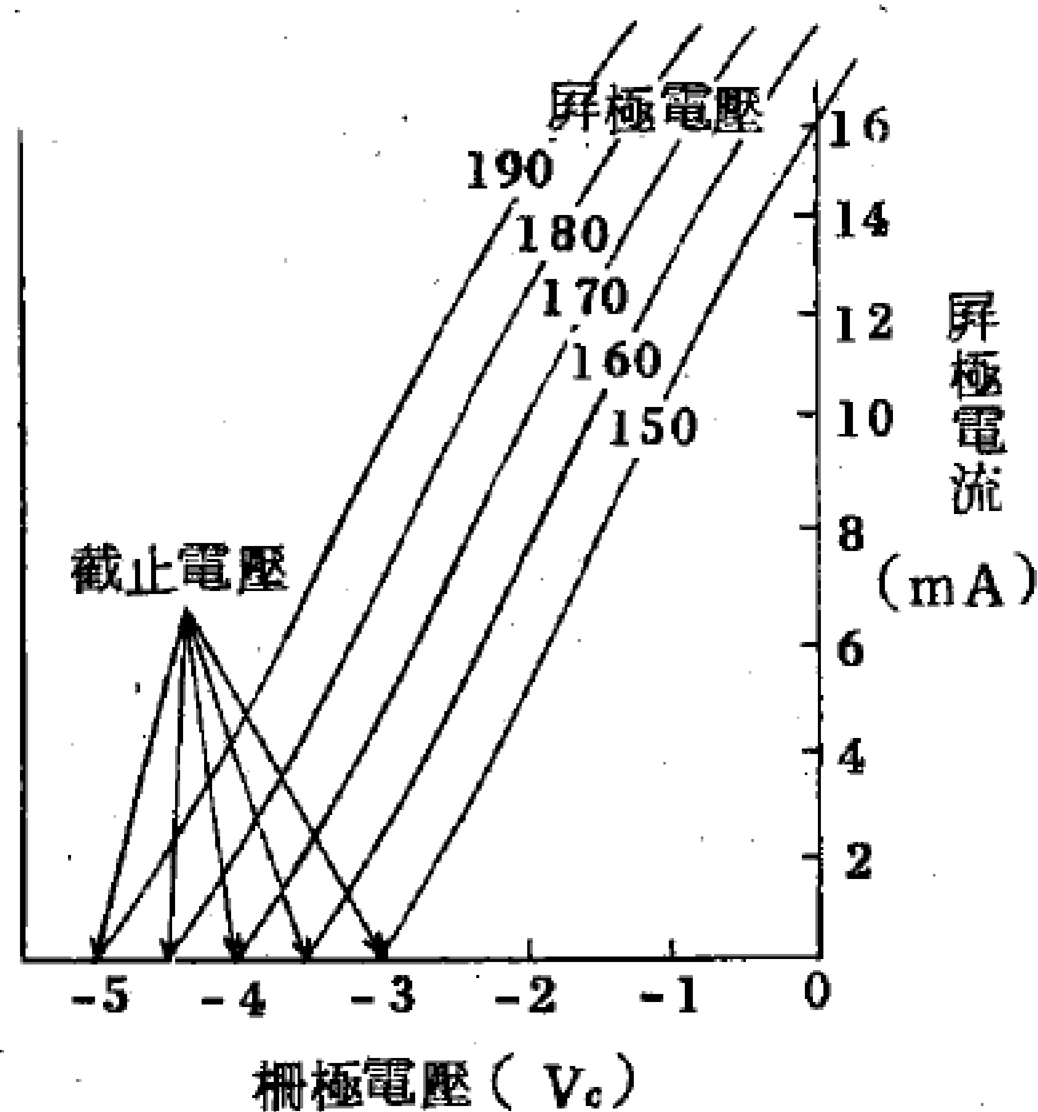


圖 9 — 82

【柵極接地之放大器】(Grounded-grid amplifier)

電子管放大電路，其柵接地，輸入信號加入陰地間，負荷則連於屏

地間。

【柵極接地電路】(Grid grounded circuit)

一種電子管電路，其中控制柵極(與一般情況不同，不是陰極)與電路中的零點短接(接地)，而控制電壓便加在陰極與電路零點之間。放大後的電壓，與普通情況一樣，由接於屏極電路中的負荷輸送出去。柵極接地電路具有一系列的特點(屏極和陰極之間的電容小，輸入阻抗小等等)，這些特點保證用作超高頻放大器的電子管之工作具有更大的穩定性，特別是當需要在寬頻帶內保證均勻放大時，這點就更爲重要。

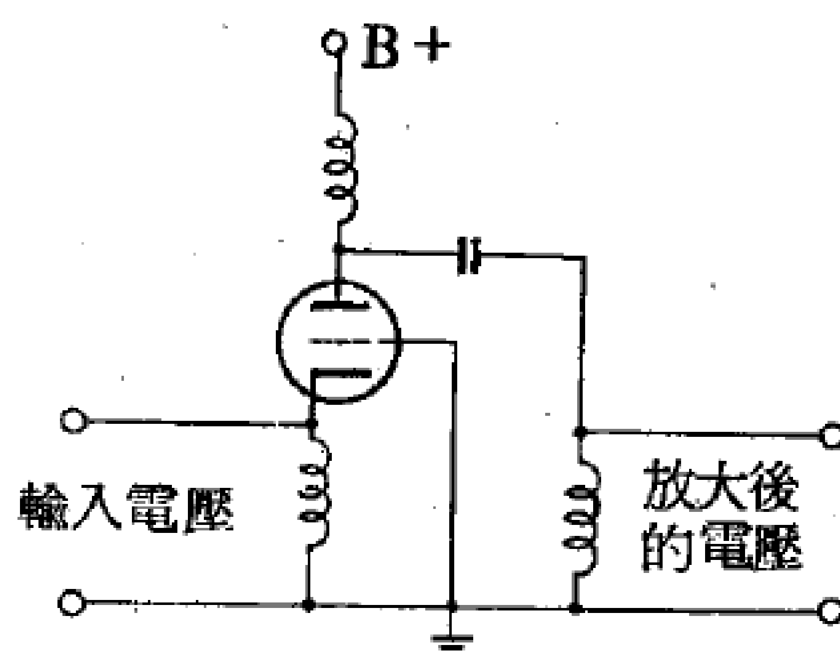


圖 9—83

【柵極電子放射】(Grid emission)

由柵極釋出之離子或電子。

【柵極電阻】(Grid resistance)

柵極電壓的變化與屏極電流變化的比值。

【柵極電流】(Grid current)

電子管柵極－陰極電路內所發生的電流。柵極電流是由於電子投落到柵極引起的。因控制柵極甚臨近於陰極，陰極發射電子流向屏極必先受柵極的控制，如控制柵極電位較陰極爲正，柵極使陰極的電子加速，然其本身結構爲網狀，極大部分高速電子越過空隙而到達屏極，僅少數電子被柵極吸收，因此產生柵極電流。柵極正電壓越高，則此電流便越大。如果柵極爲負電位，則柵極排斥電子，電子便由柵孔穿越而過。故當柵極上有足夠大的直流負電壓時，由於電子投落到柵極而產生的電流就沒有了。

如果加於電子管柵極的是交變電壓，則在沒有電子投落到柵極時，

在柵極電路中也能發生電流。這首先是因爲有極間電容存在，柵極和屏極上的交流電壓在柵極電路內引起使極間電容充電與放電的電容性電流。其次，當電子在陰極－柵極空間內運動時，由於靜電感應，在柵極上感生出異號的電荷。倘若由於柵極交變電壓的影響，運動於陰極－柵極空間的電子的數量與速度發生變化時，柵極上所感生的電荷之大小也就發生變化。在柵極電壓的變化頻率還不太大的時候，柵極上的這種電荷變化就使柵極－陰極電路內出現與電容性電流相類似的電流。

實際上，在頻率還不大的時候，電子飛渡時間與柵極電壓變化週期比較起來是很小的。這時電子速度的變化（即電流強度的變化）與柵極電壓變化相位相同，而柵極－陰極電路內所發生的電流對柵極電壓便有 90° 的相位移，也就是柵極－陰極這一區段對於輸入電壓來說是一個純電抗。當頻率非常高，柵極電壓變化的週期可以與電子的飛渡時間相比較時，電子速度的變化就不再和柵極電壓的變化同相，而柵極電壓與柵極－陰極電路中的電流之間的相位移也不再等於 90°。全部情況並由於下述原因而變得複雜起來，即電子速度變化的相位（也就是柵路內電流的相位），不僅與柵極電壓的相位有關，而且也與屏極電壓的相位有關（因爲屏極所建立的電場穿入柵極與陰極間的空間)。所有這一切，都使柵極－陰極電路內出現電流有功分量，使電路內發生能量損失。當電子管用作爲放大器時，柵極－陰極電路內的能量損失起著有害之作用，因爲這個損失增大了爲控制電子管而需加於管子的功率。柵－陰極電路內的電流有功分量在過渡到超高頻時的增長，是普通電子管不適於在分米波段與厘米波段對振盪進行放大的主要原因之一。

【柵極電路】（Grid circuit）

由電子管陰極與柵極之間的空間區段和接入於柵極與陰極間的外部電路區段所組成的閉合電路。外部電路通常由振盪廻路或變壓器的次級線圈與產生柵偏壓的直流電源所組成。柵偏壓的電源可以直接採用偏壓

電池組，或者在屏壓電源的負極與陰極之間接入一隻電阻以作偏壓電源。由接入電阻而獲得的柵偏壓叫做自給偏壓。如果在本電子管前面接有另一個電子管，則柵極電路中就可以不用專門的廻路（或變壓器線圈），而該電子管的柵極電壓可經過隔直流電容器C_b直接取自於前一個電子管的屏極負荷，C_b阻止前級管子的屏極高壓加至本管的柵極。在這種情況中，柵極與陰極之間應當接入柵漏電阻R_g，此R_g或者使得負偏壓加到電子管的柵極，或者是當柵極沒有負偏壓時，使投落於柵極的電子有路通到陰極。假若沒有柵漏電阻，則電子便不可能從柵極流走，電子管就閉塞了。

【柵極電壓】（Grid voltage）

柵極是由C電池加電壓。如將此電壓作正負的變化，或變化電壓的高低，柵極電壓當然也隨著變化。此電壓叫柵極電壓，可由其來控制屏極電流。

【柵極調制】（Grid modulation）

發射機的調幅器是將聲頻加入柵路，使射頻之振幅依聲頻而變者。

【柵極檢波】（Grid detection）

在電子管內由於柵極電流不對稱而進行的對振盪的檢波。柵極檢波的產生，是因為當柵極上電壓為正時，柵極電路內發生電流，當電壓為負時就幾乎沒有電流。因此，當在柵極與陰極間加上交變電壓時，柵極電路內便發生單方向的電流，將柵路中所接的電容器C充電到某個負電壓。所加電壓的幅度越大，這個電壓就越高。故當柵極電壓的幅度變化時，電容器C_g上的電壓也發生相應的變化（為了使得電容器上的電壓能夠變化，即積於其上的電荷能夠流走，便在柵極與陰極之間接入一個漏電阻R_g）。

這樣一來，在已調波的情況下，電容器C_g上的電壓，即柵極上的電壓，將相應地隨著調制規律而變化，即對振盪進行了檢波。這種柵極

電壓的變化，與在放大管裏一樣，會引起屏流強度的變化，這就是說，經過柵極檢波以後，就在同一電子管中進行著已檢波振盪的放大。電容器 C_g 的電容及柵漏 R_g 的電阻應選擇得能使柵極電壓來得及隨著振盪的幅度變化而變化，即須使電容器在小於調制週期的時間內能來得及放電。爲此，由電容 C_g 與電阻 R_g 所組成的電路之時間常數應當只爲調制週期的幾分之一。從另一方面說，爲使電容器 C_g 能夠充電到顯著的大小，漏阻 R_g 便應當足夠地大（因爲柵極電流少，如 R_g 也小，則其上的電壓降幾乎就小到近於沒有）。爲了滿足上述條件，電容 C_g 應當是大約等於數百微微法，電阻 R_g 應當是大約等於數十萬歐姆。

柵極檢波器是最靈敏的電子管檢波器（比屏極檢波器或二極管檢波器都要靈敏），因此在放大比較微弱的信號時，大都用柵極檢波。

【柵漏】(Grid leak)

指在柵極與陰極電路間所插入之高電阻，其電阻量在普通所使用者，爲由0.5至8 *meg* 數。其作用於檢波，能使柵電容器不致將電荷積蓄過度，其作用放大，則使柵極能持久於正確動作點。

【柵漏偏壓】(Grid leak bias)

柵漏偏壓亦稱爲訊號偏壓(*signal bias*)，具有自動調整偏壓的深度，不同於陰極偏壓是隨 I_p 所決定。柵漏偏壓主要的優點是偏壓的大小與輸入訊號的幅度成正比，即輸入訊號愈小時，偏壓愈低，訊號愈大，偏壓愈深，完全隨訊號的幅度自動調整偏壓的位置，其工作點恆在訊號電壓的中心點。

柵漏偏壓的運用，必須符合下面兩個原則：

1.輸入於柵極之訊號必須較陰極爲正（即陰極直接地），如此柵極在最初幾週中產生柵極電流 I_g，此柵極電流由陰極流向柵極，因柵陰極在產生柵極電流時其內阻 R_{gk} 甚低，柵流 I_g 向電容器 C_c 充電，因 $R-C$ 時間常數極短，電容器兩端立即充滿電荷，臨近柵極之容片一

端爲負，貯存與訊號同值之電壓，如圖 9 — 84 之(*a*)。

2. $R_g C_c$ 之時間常數必須較訊號之週期（ *periode* ）時間要長，此長時間常數（ *long time constant* ）對於 C_c 之放電時間長，故訊號在負半週時，C_c 兩端有足夠時間保持一恆定之直流電壓如圖 9 — 84 之(*b*)。

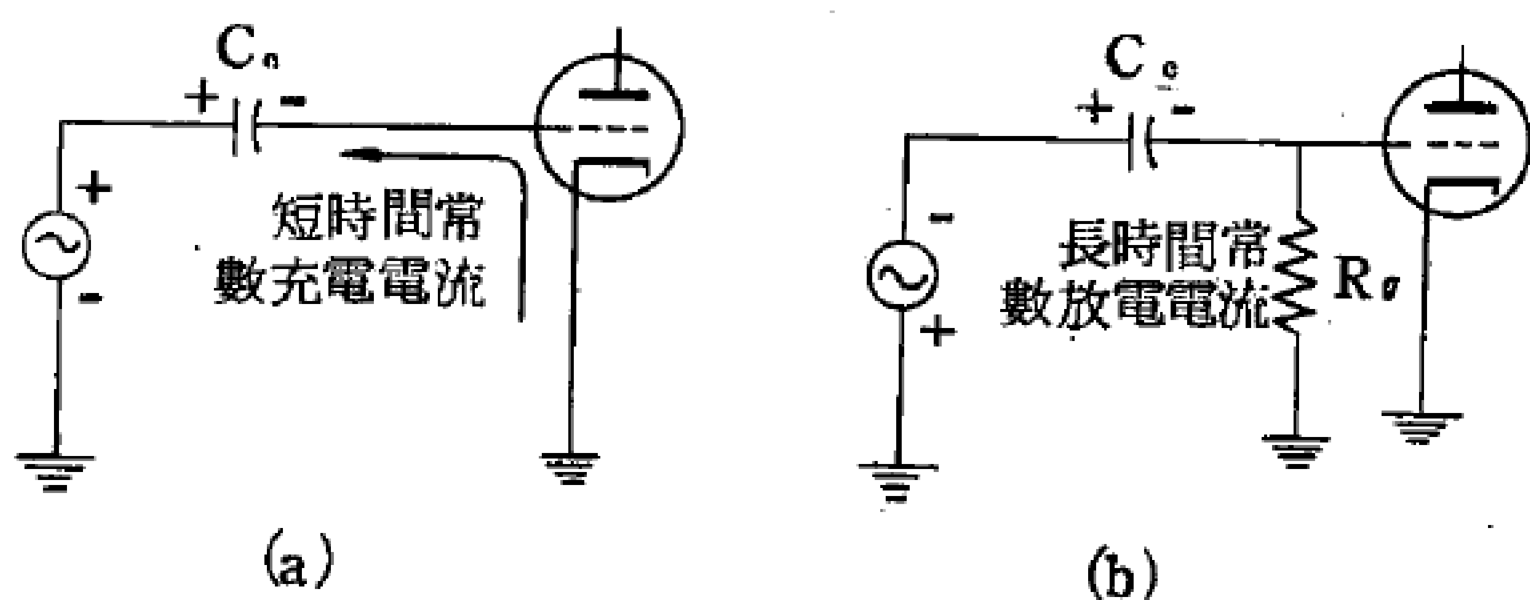


圖 9 — 84　柵漏偏壓電路

如圖 9 — 85 因爲訊號正半週時，柵極與陰極相當於短路，充電電流由陰柵極至 C_c，不流經 R_g，是爲短時間常數，C_c 電壓很迅速等於訊號電壓，柵陰極間無任何偏壓。

訊號負半週時，電容器 C_c 放電，柵陰極間此時爲開路，放電電流惟有 R_g 通路，因 $R_g C_c$ 爲長時間常數，放電甚爲緩慢，至訊號負半週時間終了，電容器 C_c 兩端電壓無甚低落。

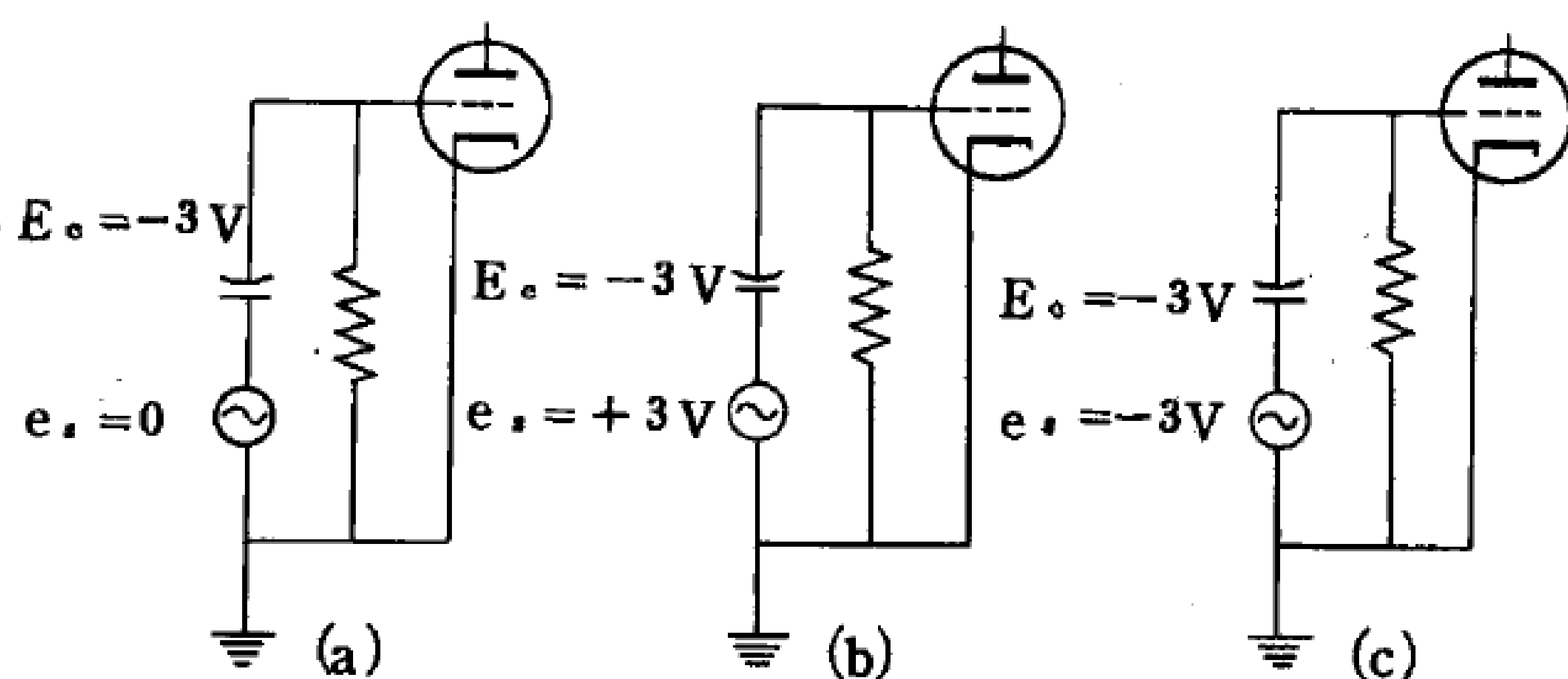


圖9—85　柵漏偏壓之分析

設 $R_g C_c$ 之時間常數極大於訊號半週的時間，則 C_c 可維持電壓不變。

假設訊號正半週時，因 C_c 已充電爲 $3V$，如圖 9 — 85 (*a*)，當 $e_s = 0$ 時，柵陰極兩端之有效電壓爲 $-3V$。

訊號爲正半週 $e_s = 3V$ 時，則 $e_g = e_s - E_c = 3 - 3 = 0$，如圖 9 — 85 (*b*)。輸入訊號爲負半週時，即 $e_s = -3V$，則有效電壓 e_g

$= -e_s - E_c = -3-3 = -6V$。

此後輸入訊號幅度減小時，柵流不再發生，於是C_c放電電流通過R_g，減低原存電容器上的電壓。

如果$R_g\ C_c$ 的時間極長於訊號的週期，電容器的電壓不致被衰落。因此柵漏偏壓具有自動調整偏壓的效果，故對於屏極放大，適合作A類、B類或C類放大。

柵漏偏壓之缺點如下：

1. 訊號輸入前幾週中，偏壓尚未建立，部分訊號將發生失眞。

2. 無訊號時，偏壓漸降爲零，屏流過大將影響工作點超過屏極消耗，因此多應用於恆定輸出振盪器之柵偏壓。

柵漏偏壓方式可爲A類、B類或C類放大之電壓或功率放大。通常爲電阻電容交連電路，當正性訊號輸入時，C_c產生偏壓。

如爲變壓器耦合時，必須將柵漏偏壓之$R-C$電路插入。若$R-C$電路在柵極電路中，可爲串聯或並聯連接，兩者工作特性係相同。

如圖9－86所示，當信號驅使柵極爲正時，柵極吸引電子，將電容器C_1，充電使柵極變負。在柵極脈衝電流間，C_1可經由R_1而稍微放電。

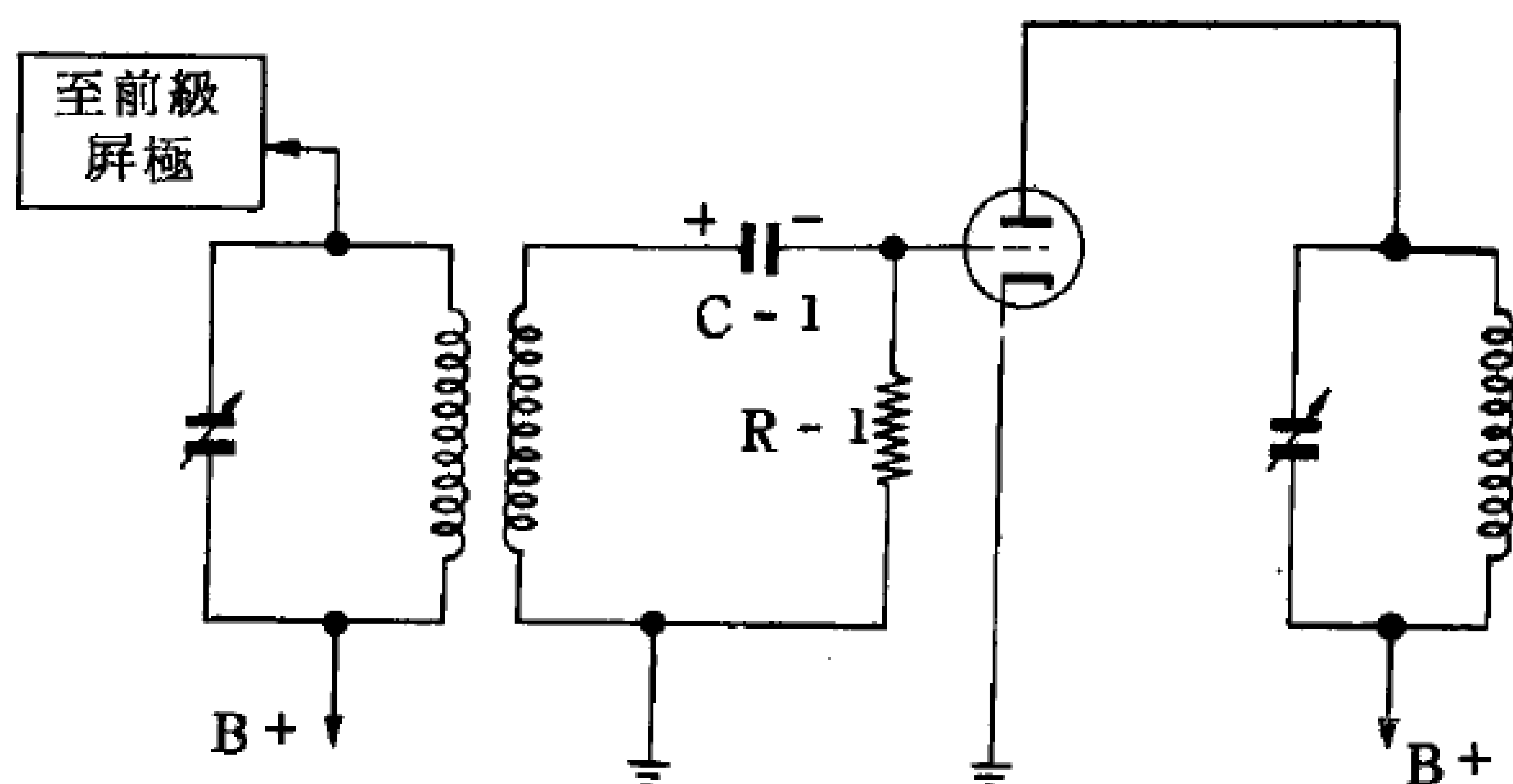


圖9－86　用柵漏偏壓的C類放大器

【柵漏電容器】(Grid-leak capacitor)

一個很小的雲母電容器，與柵漏電阻並接，連於電子管柵路，產生柵漏偏壓。

【柏塞麥法】(Bessemer process)

煉鋼法之一種，卽用廻轉爐使空氣通過熔鐵中以除去鐵中所含碳之一部及夾雜之矽、磷、硫等而使變爲鋼之法也。爲英人柏塞麥 (*Henry Bessemer*) 所發明。

【染料】(Dyestuff)

凡顏料之能爲纖維所吸收，或由媒介物質 (媒染劑) 與之化合，而使布、帛、呢、絨或其他類似物以顏色者，特稱爲染料。

【查兌克】(Sir James Chadwick 1891-)

英國物理學家，1891 年十月二十日生於曼徹斯特，在曼徹斯特、劍橋、柏林 (蓋革指導) 等大學受教育。1923 年赴劍橋大學卡分地西實驗室研究放射性，1932 年發現將 α 粒子撞擊鈹後產生的放射線是中子。1935 年獲諾貝爾物理學獎，1945年封爵。

【查兌克、戈哈伯效應】(Chadwick-Goldhaber effect)

以 γ 放射線撞擊所產生的核反應的效應。

【查理】(Jacques Alexander Cesar Charles 1746—1823)

法國科學家，於 1746 年十一月十二日出生，初爲財政部之小職員，轉而從事科學研究，後竟成爲最敏捷的物理學家及發明家之一。在 1783 年首先用氫氣裝入氣球中，使之升空。大約在 1787 年，查理研究氣體的膨脹性質，發現在壓力一定時，氣體體積的改變與溫度的改變成正比。給呂薩克 (*Gay-Lussac*) 也獨自發現這種關係，故又稱爲查理、給呂薩克定律 (*the law of Charles and Gay-Lussac*)。查理改進氣球的充氣裝置及吊籃方法、空速表，並發明液體計等許多物理儀器。1785 年當選科學院院士，所發表的論文多與數學有關，1823 年四月七日逝於巴黎。

【查理定律】(Charles' law)

表示氣體體積與溫度之間關係的定律。設壓力不變，定量氣體每升

高 $1^\circ C$，即增加在 $0^\circ C$ 時體積的 1／273。換句話說，即壓力一定時，氣體的體膨脹係數與氣體的種類無關，一律相同，等於 1／273。此定律最初在 1787 年由查理所研究，再經過 1801 年給呂薩克（*Gay-Lussac*）的精密研究後，爲世所公認。但此定律在低溫或高壓時不適用。

令 $0^\circ C$ 時的氣體體積爲 V_0，若保持壓力不變，並將溫度變爲 $t\,^\circ C$，則此時體積 V 爲

$$V = V_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right)$$

即
$$V = V_0 \; \frac{273 + t}{273}$$

因 $0\ ^\circ C$ 和 $t\ ^\circ C$ 分別等於絕對溫度 273 度和（273 + t）度，故將其分別寫成 T_0 和 T，則

$$V = V_0 \frac{T}{T_0}$$

即
$$\frac{V}{V_0} = \frac{T}{T_0}$$

利用絕對溫度表示，當壓力一定時，一定質量氣體的體積與絕對溫度成正比。

【柴里克】（Fritz Zernike 1888—1966）

荷蘭物理學家，生於阿姆斯特丹，雙親都是數學教師，故自幼即對科學發生興趣。1905 年入阿姆斯特丹大學主修化學，輔修物理及數學，數年後因對機率論之研究而獲格羅寧根（*Groningen*）大學授予金質獎章，1912 年因對臨界乳狀珍珠光之論文，獲荷蘭科學學會頒獎。評審員有羅倫茲、范得瓦等。1915 年任格羅寧根大學理論物理學講師，五年後升爲理論及技術物理學教授，此後一直任此職位。

柴里克發明甚多，如柴里克電流計、電磁鐵、紅外線及紫外線分光儀器等。其最著名者相位差顯微鏡（*phase microscope*），乃利用干涉效應使透明物體在透明背景中可以看見，其法是在顯微鏡之物鏡的焦

平面處插入一玻璃板，上有約一毫米寬半波長深的槽紋，因而大量增加透明物體所成之像的對比，柴里克因此而獲 1953 年諾貝爾物理學獎。1966 年三月十日在格羅寧根逝世。

【柴油機】(Diesel engine)

柴油機又名狄則耳機。是內燃機的一種，笨重但動力大，所以常使用在輪船、柴油車、大型汽車等上。它和汽油機主要不同的地方：(1)它使用揮發性較低和較重的柴油做燃料。(2)它不需用電極火花來點燃，只利用活塞，急速壓縮氣缸內空氣，使空氣在絕熱壓縮下溫度升高至柴油的燃點，而後由噴嘴射出霧狀柴油，使它引起燃燒爆炸。

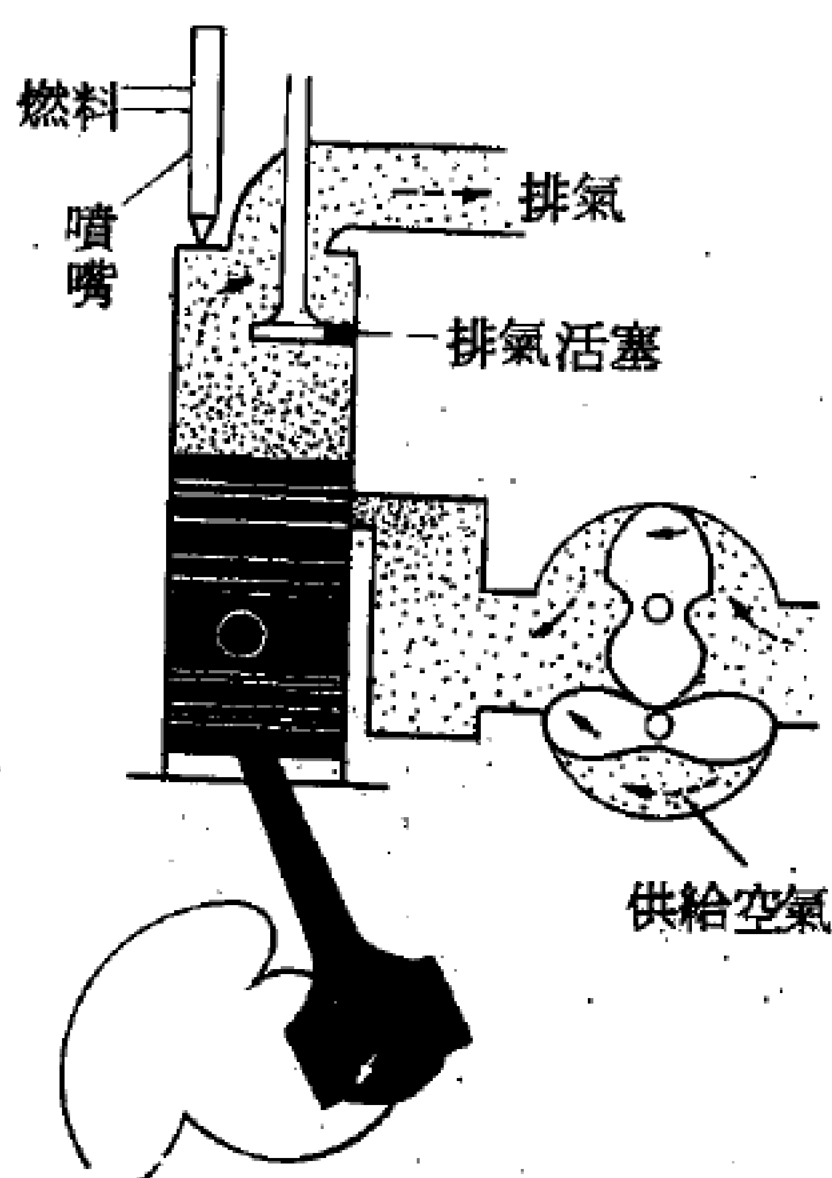


圖 9 — 87　柴油機剖示圖

此法的優點甚多，(1)初壓力高(2)強大的壓縮使燃燒進行得非常完全(3)每週期的壓力輸出相當均勻。另一優點是使用不易蒸發的廉價燃料，如重油乃至於焦油(*tar*)等。圖 9 — 88 所示爲柴油機的工作程序與功圖。

【氡】(Radon；Rn)

週期表中第零族，原子序爲 86 的放射性氣體元素。氡由鐳衰變而產生，氡-222爲最不穩定的同位素，半衰期僅 3.8天，放射 α 射線。氡爲無色氣體，密度爲9.72克／升(0°C)爲已知的最重氣體，略溶於水，沸點爲 −61.8°C。氡可與氟化合，但其

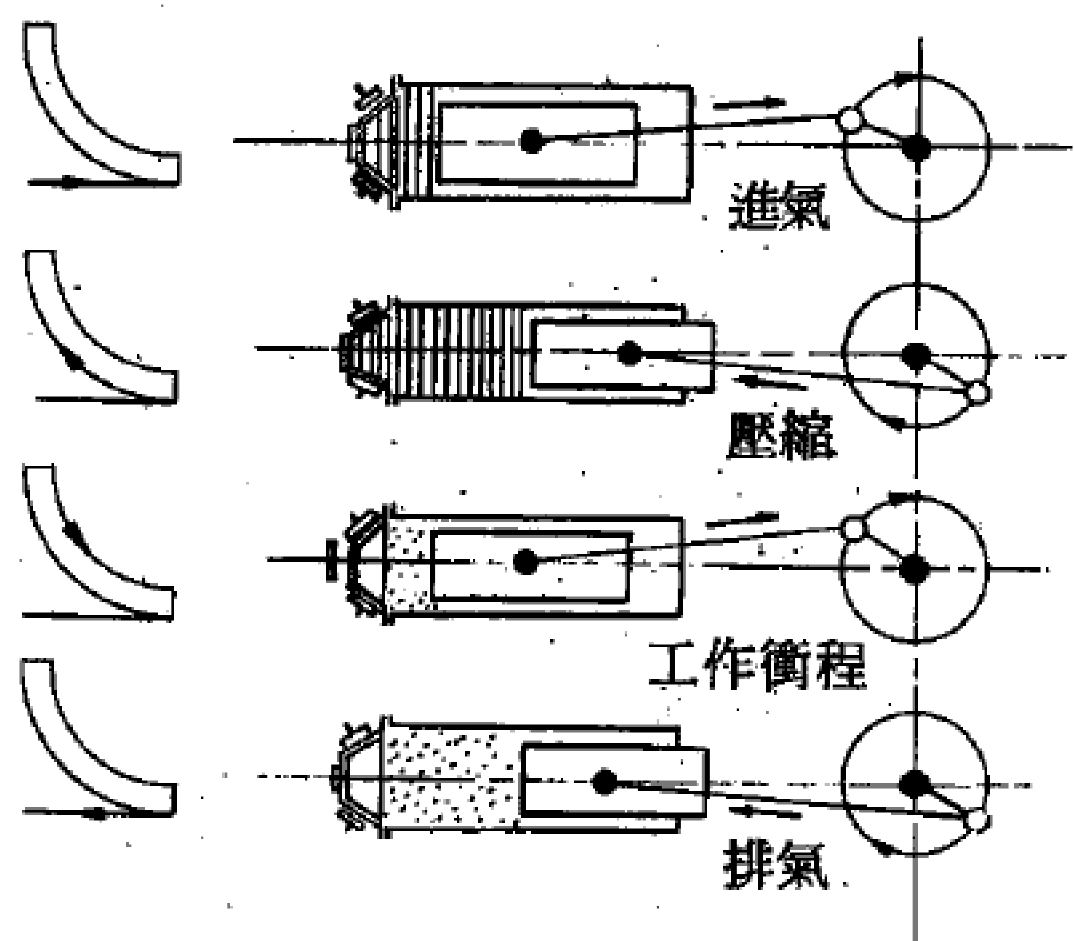


圖 9 — 88　柴油機原理

性質因半衰期過短，與其他元素的化合物所知者不多。

氡之製取爲將鐳鹽溶液中以空氣洗滌後，再由洗滌之空氣中凝出。氡皆附隨鐳而生，亦多用於放射治療。

【氟】(Fluorine ; F)

原子序爲 9 的化學元素。

【段、亨關係】(Duane-Hunt relation)

謂由電子碰撞所產生的X光頻率，不能大於$\frac{eV}{h}$，其中e是電荷，V是激態電壓，h是浦朗克常數。

【洋流】(Marine current)

大堆海水持有一定的寬，向一定的方向流動者，叫做洋流。它的寬度很大，有時竟達 200km。至於厚度，可達數百米的深度。速度有時達時速 10km，洋流對於陸地的氣候，有很大的影響。

調查洋流的流動情形，是放浮瓶於海上，使它逐水而流。瓶子裏要附上記著日期時間及地點的紙片，請拾到的人盡可能把拾到的日期時間及地點通知調查單位。最近已有人在設計利用地磁場的電磁流速計等儀器調查洋流。

關於洋流的起因，有下列兩種看法：

(1)風——風不斷地吹向一定的方向時，海水受風的吹送，便發生洋流（吹送流）。北半球因地球自轉的影響，洋流沿右而流。洋流的動力能，據說大部分得自風力的幫助。

(2)密度——暖和而輕的熱帶海水，冷而重的寒帶海水，彼此的密度不同，因而由對流產生洋流（密度流）。水的鉛直面內的循環，主要是由密度差而產生。

【流明】(Lumen)

亮度通量的單位。是 1 燭光均勻點光源即標準光源發射的光，通過單位立體角的光通量。因此可知光度爲 1 燭光之光源，共有 4 π 流明之

光量　　　　　　$F = 4\pi I$

瓦特與燭光之換算，通常採用之比值為

60 瓦＝ 50 燭光

【流函數】(Stream function)

在不可壓縮流體的二維流動中，設流動平面為 xy 面，速度為 (u , v)，則連續性方程式為

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

而滿足 $u = \frac{\partial \phi}{\partial y}$ ，$v = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$ 的函數 ϕ 必存在。ϕ ＝常數的曲線，因滿足 $\frac{dx}{u} = \frac{dy}{v}$ ，故為流線，ϕ 稱為流函數。

對可壓縮流體，若為流動穩定，則連續性方程式為

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0$$

所以可定義滿足 $u = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi}{\partial y}$ ，$v = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \phi}{\partial x}$ 的流函數 ϕ ，ρ 為流體密度。又對一直線呈轉動對稱的三維流動，可定義司托克士(*Stokes*)的流函數。

【流星】(Meteors)

太空中有許多小物體碎片或微粒，因地球引力而被吸入大氣層時，因空氣的阻力而發熱發光，劃過天空，這便是流星。

科學家到目前止仍在爭論流星之來源，有人說它們是大游星相碰後的餘留物，也有人說是以前彗星的殘餘體，更有人假設流星體是在太陽系裏的重質量塵埃雲和氣體的殘餘物。當流星體經大氣而衝向地球時因與大氣摩擦而發光，我們稱它為流星，碰撞地面後之殘餘物稱為隕石 (*meteorite*) 。流星如發生於 65 哩的高空，而其光尾在 50 哩，則流星完全燒毀，流星當其運行時有光亮者，則名火流星 (*fireball*) 。

流星的質量，大小不同，小者僅1克的幾分之一，大的隕石可達七萬多仟克。流星雖向地面降落，但天上的星座並沒有一些變更。

一人用肉眼觀看天空，平均每小時可見到4至8個流星；一晝夜間，落至地球的流星，總數在15,000,000至20,000,000個之間。若用望遠鏡觀測，可看到肉眼不能見到的小流星，流星的數目，大為增加，每日約300,000,000左右。

地球公轉時，向前的半球，撞到流星比隨後的半球較多，所以一日中，下半夜比上半夜所見為多；黎明時最多，薄暮時最少。一年中，通常以一、二、三、四、五、六各月較少；七、八、九、十、十一、十二各月較多，其中以七月下旬至八月為最多。

多數流星的初發現點，在地上130公里的高空，消滅點在60公里的高空；間亦有發現點在地上160公里，消滅點在30公里者。流星在天空留痕的長度約300公里。流星的速度不一，最小的為每秒約15公里，最大的每秒約80公里。速度大的發輝消滅在高空，小者則皆在低空。隕石通過厚層空氣，因摩擦作用，原有能量，損失將盡，達地面時，速度已減至每秒數百米。隕石通過大氣時，常發出大響聲，有如雷鳴。

一顆流星對於一個在地球面上觀測者所見的流動速度為流星和地球軌道速度的總和。地球是在軌道上以30*km/sec*速度進行。如一流星在一拋物線軌道運行，則其接近地球的速度約為42*km/sec*，故若流星入於我們頭頂上的大氣內則其相對速度將30＋42＝72*km/sec*，不計地球自轉速度和地球施於流星的引力。一顆觀測到的流星速度，減去地球的速度，而其速當超過42*km/sec*時，則超出拋物線的限度，而非為太陽系內的運動物體，即其軌道必為一雙曲線，一顆流星追及地球即使其在太空中眞正的速度為雙曲線的由球面上看去，可能其速度緩慢。

過去曾測量144流星，其中15顆的速度為大於42*km/sec*認為或有誤差，因在144流星中未能充分證明其軌道為雙曲線的。

又過去曾有人測量二流星及一彗星的軌道相同，因此亦有認爲流星與彗星爲有連帶關係的。

【流星雨】(Showers of meteors)

流星中有所謂流星雨，卽是於某一段時間內，在相同的部位，發射出無數的流星，好像火花四射一樣。歷史上最著名的一次流星雨，發生在 1833 年十一月十二日，位置在獅子座(*Leo*)附近，被天文學家鄧波爾(*Tempel*)首先發現。據說當時每小時大約有二十萬顆流星射出，經過五小時多才逐漸慢慢地停息下來。

流星雨發生時，天上繁星點點，突然掠空而下，這種現象便是由一大群極小的物體，蜂擁衝入地球的大氣層所形成。它們經常會聚於同一點的流星，這衆星所自東的一點，叫做輻射點(*radiant*)。

有些流星體形成很大的流星雨，但幾十年才發生一次。例如：從獅子座發生的流星雨，每 33 年才有一次。凡是定期出現的流星雨，幾乎都係在彗星掠過地球時所發生，這就無形中顯示出一部分的流星，是導源於彗星內部的物質，或是彗星經過時所遺留下來的物質。

當地球運行到某一個空間時，如果遇上它們正穿越地球附近的軌道，我們便能夠發現流星雨的產生了。其密度有疏有密，所以每次流星雨出現的流星數量都不相同。流星雨的軌道經常與彗星相同。例如：獅子座流星雨(*Leonids*)與鄧波爾彗星軌道相同；寶瓶座流星雨與哈雷彗星(*Halley's comet*)軌道相同。

由於觀測儀器日益精良，近年更發現一種極有趣的現象，卽流星雨散佈最多的地區，是在太陽附近。它們沿著太陽周圍，成群結隊地在運行，逐漸遠離太陽就漸漸變成稀薄，一直伸延到地球軌道附近。所以在日出以前，或者是在黃昏日剛落的時候，分別在東方和西方的地平線上，沿著黃道放射出一種微弱的光線，通常大家都叫它做黃道光(*zodiacal light*)。因爲這些流星雨受到太陽照射以後，所反射出來的光線，由

於它發生在正對太陽的一面，所以天文學上又稱爲對日照。

關於古籍中對流星雨的記載，最早的是中國和阿拉伯，都在西元902年以後。義大利人沙伯勒利曾測定過流星雨的週期爲 $33\frac{1}{4}$ 年，據天文學家的研究，在宇宙中有22座星座有這種流星雨的運行軌道。

流星雨發生的部位，每次不相同。爲便於命名起見，天文學家往往就將在某一部位發生的流星雨，即以這一個部位的星座名稱作爲名稱。例如：1833年在獅子座發生的流星雨，就稱爲獅子座流星雨；1948年在寶瓶座發生的流星雨，就稱爲寶瓶座流星雨；1959年在天龍座發生的流星雨，就稱爲天龍座流星雨等。

有許多突如其來的流星雨，無論從它的運行軌道，或運行速度來觀察，都顯示它們是來自太陽系以外的空間，但無數的流星雨，通常都散佈在太陽外圍，和地球軌道外側之間，它們就過著自由自在的飄浮生活，既沒有被太陽所吸收，又沒有被地球所引墜。根據天文學家的解釋，認爲係由太陽和地球對它們發生的吸引力，剛好達到平衡，所以它們才能夠這樣平安無事地繼續游蕩下去。

一些因過小而不能由肉眼、光譜或雷達的技術測定的固體質點，現都可用人造衛星來實驗及測量其通量；所謂通量即單

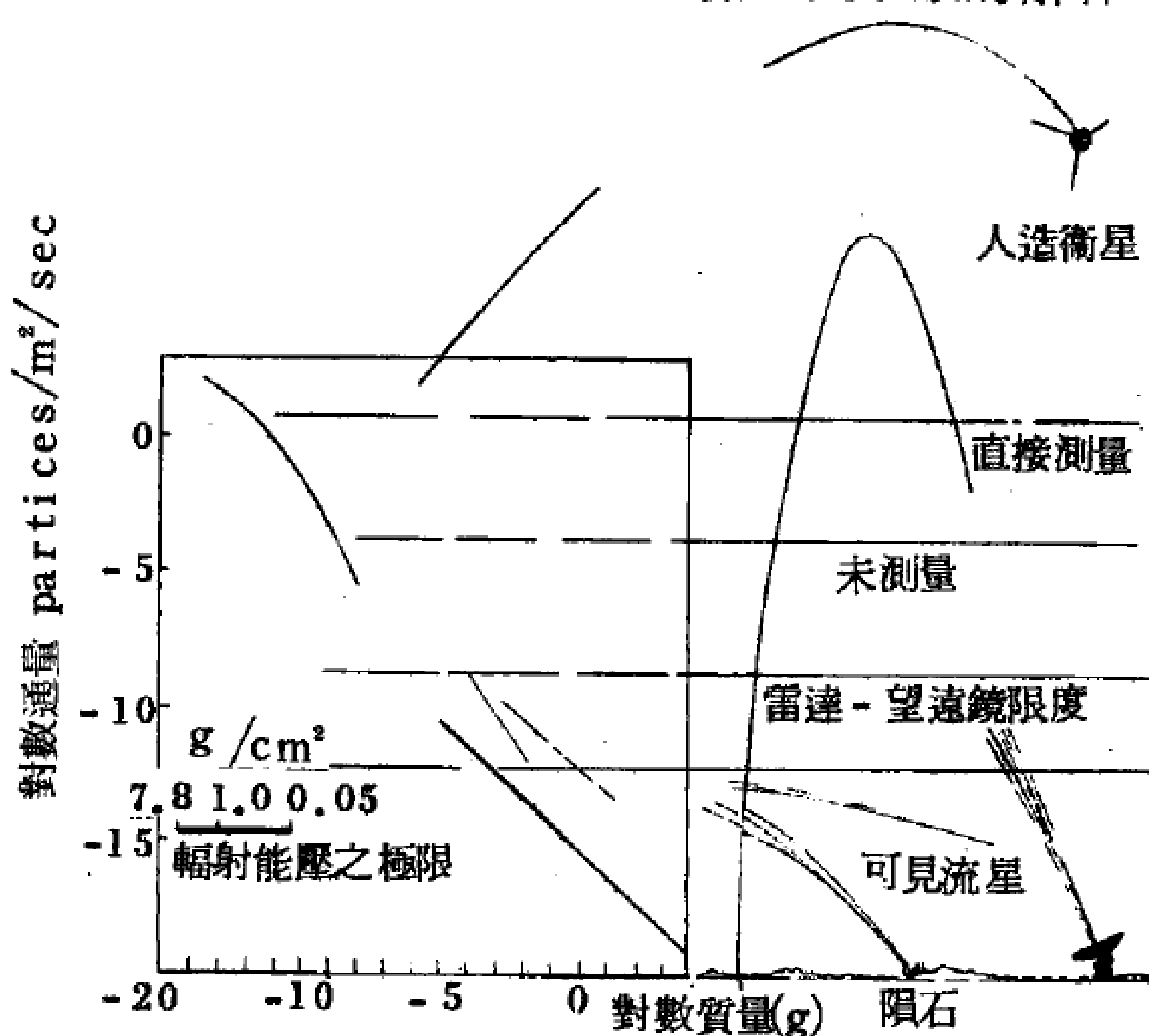


圖 9—89

位時間內單位面積上可有的固體質點數量。如在圖9—89中，用人造

衞星的觀察，所測出來的較小的質點，要比過去所想像的大和多。又在圖9－89 中人造衞星直接測量區與雷達望遠鏡觀測區之間的區域內，到目前爲止，尙有待研究。在流星雨發生的時候，太空中固體質點通量的最高值，要達到平常的4或5倍之多。

【流星群】(Meteoric shower)

流星的出現，固然是偶然的現象，但是由長年的觀測，可以知道某一定期間在天空上某一定方向，有似乎由一點發出無數的流星；這叫做流星群，這一點叫做輻射點（ *radiant* ）。流星群出現多數流星的時候，叫做流星雨。

流星群是彗星（ *comet* ）破散的一部分，仍沿原來彗星軌道，繞日而行，其密度有疏有密，地球行到流星群軌道時，遇到密的部分，流星數量大增，疏的地方，數量大減，所以一個流星群每年出現的流星，數量不一。各流星皆平行進入地球的大氣層，地面上人只見其在天球上的投影路線，似乎從一發射點射出。

流星群的軌道常常和某一彗星的軌道有密切的關係。如下表所示：

流星群軌道	有關彗星軌道
八月出現的英仙座流星群	1862 Ⅲ彗星
十一月出現的獅子座流星群	1866 Ⅰ彗星
十一月出現的仙女座流星群	比拉彗星
四月出現的天琴座流星群	1861 Ⅰ彗星
五月出現的寶瓶座流星群	哈雷彗星
十一月出現的大熊座流星群	邦士－威納克彗星

【流動】(Current)

因物質之前進，而將其所攜帶之能量向其前進之方向傳遞者，名爲流動。

【流動功率】(Flow or displacement power)

由於流體需要反抗壓力所致，如圖9—90 中，$BDCE$之左面周遭物體對它作功$PAv\ dt$，而它對右面圍連物質作功$(P+dP)(v+dv)(A+dA)dt$，故淨功為

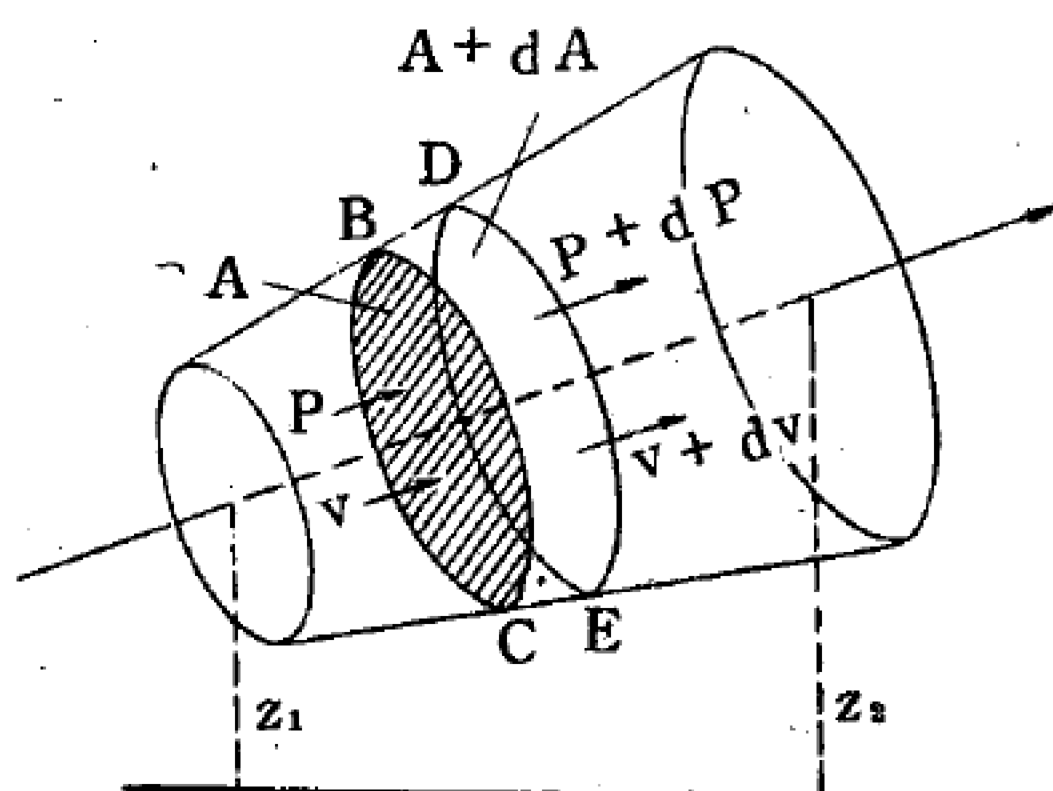


圖9—90

$$dW_f=(P+dP)(A+dA)(v+dv)dt-PAv\ dt$$
$$\cong(PA\ dv+Av\ dP+vP\ dA)dt=d(PAv)dt=d\left(P\frac{Q}{\rho}\right)dt$$

故流動功率在穩定流(*steady flow*)的狀態

$$dP_f=d\left(P\frac{Q}{\rho}\right)=Qd\left(\frac{P}{\rho}\right)$$

因此對穩定流之體積單元而言，此功率之微分方程式可被寫為

$$đq-\left[đw+d\left(\frac{1}{2}v^2\right)+gdz+d\left(\frac{P}{\rho}\right)\right]=du$$

或
$$đq-đw=du+d\left(\frac{P}{\rho}\right)+d\left(\frac{1}{2}v^2\right)+gdz \qquad (1)$$

右式的後三項，是由於選定體積之異於熱動系統而產生。從熱動學的定義知道，內能及流動能合稱為焓(*enthalpy*)，即

$$h=u+\frac{P}{\rho}$$

因此(1)式可被改寫為

$$đq-đw=dh+\frac{1}{2}dv^2+gdz$$

此為一般形式的能量守恆方程式，為了與白努利(*Bernoulli*)方程式 $\frac{v^2}{2}+\frac{P}{\rho}+gz=$常數或 $vdv+\frac{dP}{\rho}+gdz=0$比較，先讓外界功 $đw=0$

，則（1）式可被改寫爲

$$đq = du + d\left(\frac{P}{\rho}\right) + d\left(\frac{1}{2}v^2\right) + gdz \qquad (2)$$

利用 $T\ ds$ 關係將（2）式簡化：

$$T\ ds - Pd\left(\frac{1}{\rho}\right) = du$$

因此

$$đq = T\,ds - Pd\left(\frac{1}{\rho}\right) + d\left(\frac{P}{\rho}\right) + v\ dv + g\ dz$$
$$= T\ ds + \frac{dP}{\rho} + v\ dv + g\,dz$$

假如此流體內的能量轉變是絕熱過程，也就是說：$đq = 0$，因此由於外界熱所產生之熵（*entropy*）的變化亦爲零，但是由於內摩擦所損失的功率轉變的熱仍可能導致熵的變化，如果以 $T\ ds_t$ 表示，則上式可被寫爲

$$v\ dv + \frac{dP}{\rho} + g\,dz + T\ ds_t = 0$$

此式除了最後的摩擦項 $T\ ds_t$ 外與白努利方程式完全相同。

如果此流體做等熵流動（*isoentropic flow*），上式積分之即得

$$\frac{1}{2}(v_2{}^2 - v_1{}^2) + \int_1^2 \frac{dP}{\rho} + g(z_2 - z_1) = 0$$

【流過氣體之電流】（Electric current through gas）

像空氣一類的氣體，通常是不會導電的。不過，眞空放電裝置，使氣體的氣壓在幾個 *mmHg* 時，可流通微弱的電流。若加以 100 *V* 左右的電阻時，僅有 $10^{-5}A$ 的電流。當電阻增大到某數值時，管內就會激烈地導電，電路的阻抗變很小。故有如圖9—91所示，幾近垂直的電流圖形。這就是放電。在此，歐姆定律不能成立。

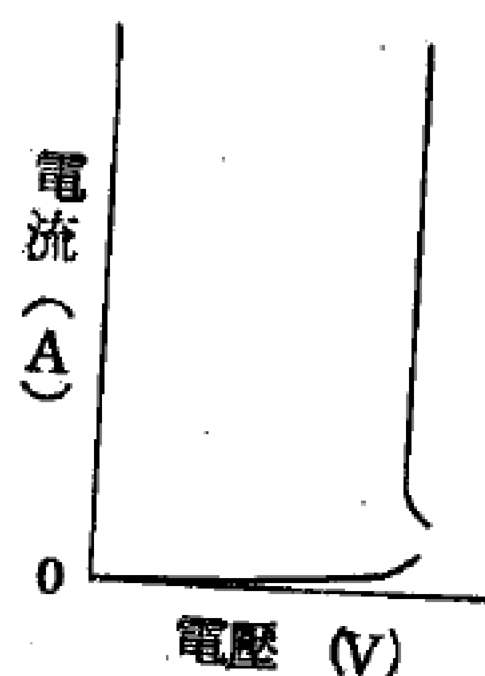


圖 9 — 91

【流過電解質溶液之電流】（Electric current through ele-

ctrolytic solution)

酸、鹽等的水溶液，最容易導電，這類溶液叫做電解質溶液。在電解質溶液中放入兩塊極板，造成配線圖迴路，測定極板兩端的電壓和通過溶液中的電流量，再記錄於圖表上，即如圖 9－92 所示。換言之，增加電壓至 P 點附近時，電流似乎還不流通，增加至 P 點以上的電壓，電流就急速的增加。和 P 點相當的電壓，叫做分解電壓，也是電解開始時的電壓。在這種場合，電流和電壓是不成比例的，所以歐姆定律在這情況中不能成立。

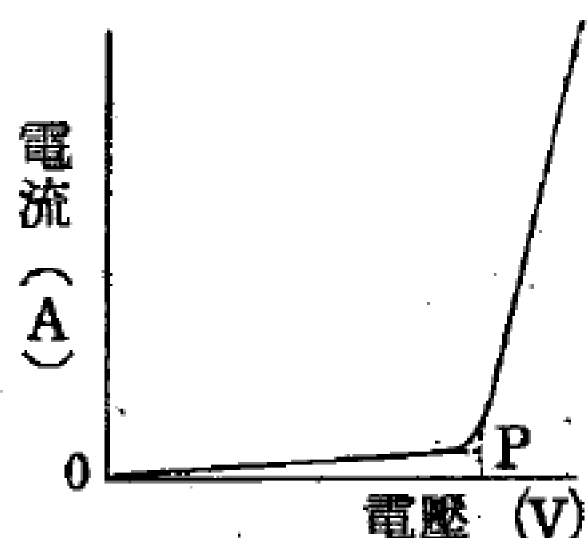


圖 9－92

【流線】(Stream lines ; Line of flow)

在穩定流動中，一已知點之速度 $\vec{v}$ 在任何時間均不變。考究流體中之 P 點（圖 9－93 ）因在 P 之 $\vec{v}$ 不隨時間而變，各質點到達 P 時，將以相同速度在相同方向通過，在 Q 和 R 點情形亦同。因此，若畫出質點的路徑，如圖中所繪，曲線是到達 P 之各質點的路徑，這種曲線稱爲流線。每點流線均平行於流體質點的速度。二條流線不能相交，因若相交，一流進質點將沿二線中之任一途而流出，則不再是穩定流動。

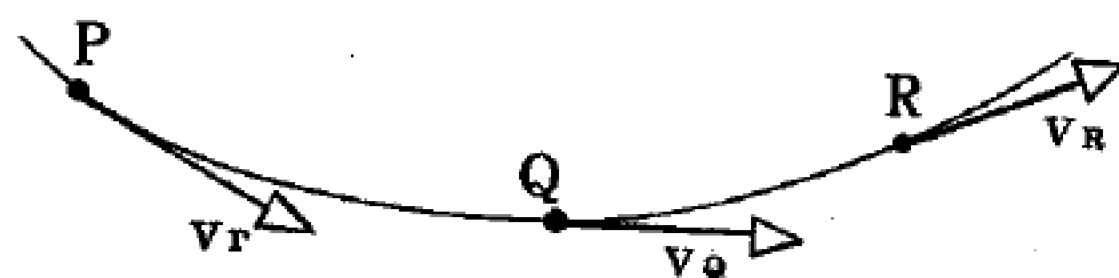


圖 9－93
經過P、Q和R點之質點所描出之流線，設係穩定流動。經過P之任何其他質點，在穩定流動時必沿相同之流線行進

流線如果以數學式來表示，則可以寫成：

$$\vec{v} \times d\vec{r} = 0$$

或 $$\frac{dx}{v_1(x,y,z,t)} = \frac{dy}{v_2(x,y,z,t)} = \frac{dz}{v_3(x,y,z,t)} = dt$$

在任何的一瞬間，這兩個方程式表示空間的兩組面（每一個微分方程的解都成爲一組空間的曲面），其交線就是流線。這個觀念，在穩定流（ *steady flow* ）中尤其是重要。因爲，在穩流中，由於各部分的速度不

因時而變，所以這兩組曲面以及其交線也不因時間而改變。換言之，流線在穩定流內是不變的曲線。又因爲在流體內各點的速度一定，因此，運動線和流線就會重合。然而在不穩定流（*unsteady flow*）中就不同了，它的流線因時而改變，並且運動線和流線也不一定會相合。

【流線型】（Stream line form）

若將物體作成適當形狀，例如雪茄煙形，則放在流體中時，表面上的邊界層就不會被剝離，因此不產生渦旋而可獲得極小的阻力。這種形狀稱爲流線型，通常用在飛機的機翼和機體，或船身等。

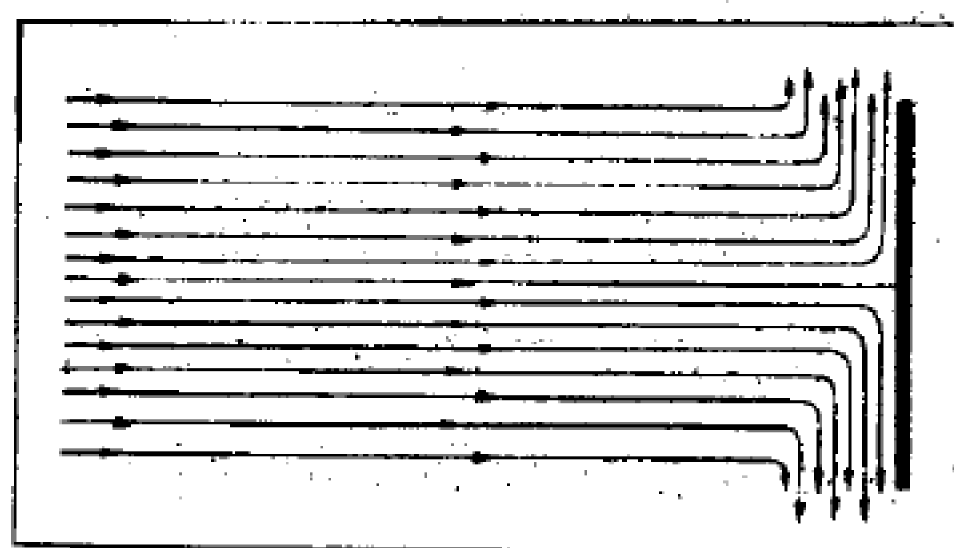


圖 9—94
牛頓的見解：空氣衝擊平板時，空氣微粒的運行，就折轉和原方向垂直。

空氣雖然看不見且很稀薄，但也有相當的重量和抵抗動體的能力。其阻力爲

$$x = k \times 面積 \times 速度^{2}$$

英國科學家牛頓說若拿一塊平板和風（就是劇烈流動的空氣）吹的方向成直角，則風的微粒，就折轉和風向成直角，如圖 9—94 所示。此種見解，雖屬錯誤（因爲把空氣阻力看得太重），但一部分還對，就是他證明了空氣不喜歡急轉彎。

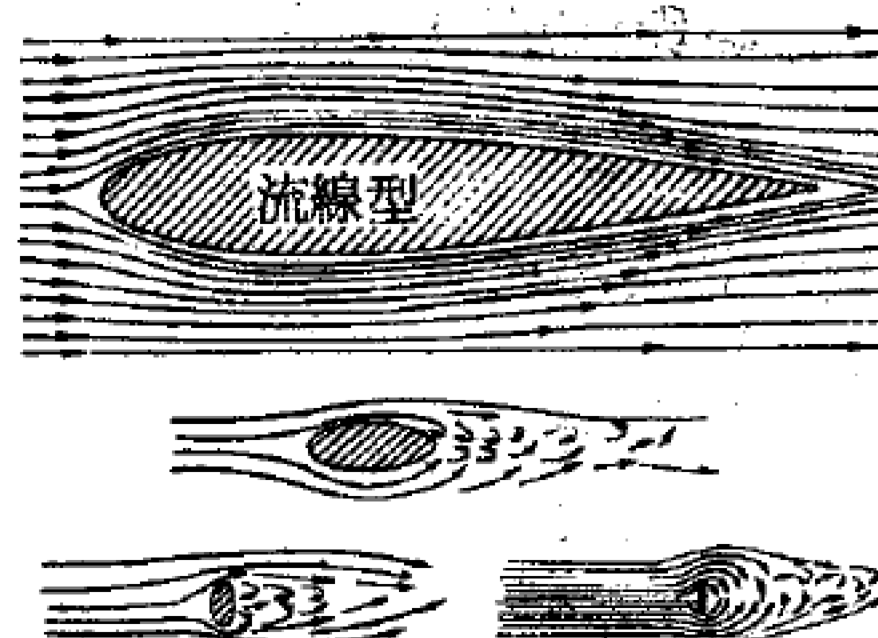


圖 9—95
空氣流作用於各種形狀上的情形

魚、鳥、飛蟲的身體，都是流線型。當牠們飛行時，流體（水或空氣）讓開路線，且順著牠們的輪廓而不會急轉彎，所以牠們能飛行極速。飛機的機體，就是採用此種天然的流線型而造成的。但空氣眞正和動體的表面相接觸時，就停止流動；而在很近動體之處，流動就稍許遲緩。無論是空氣流動而物體靜止，或是空氣靜止而物體

運行，結果都是一樣。所以這種動體就要受到些阻力，因爲要使空氣的流動遲緩，必須耗費能力的緣故。此種阻力，叫做表面摩擦（ *skin friction* ），無論物體表面上怎樣光滑，都不能避免；不過在實用上並沒有多大的關係。重要的是空氣很順暢地流到流線型尾後的一個事實（圖 9－95），因爲空氣在尾後產生些逆流或旋渦。

橫臥的橢圓形或蛋形，當氣流作用於此種形狀上時，卽沒有上述那樣順暢。尾後的旋渦造成一部分的眞空，可以牽制動體的前進。若要這蛋狀物所受的空氣阻力，減少到和某種大小之完全流線型所受的一樣小，則牠的體積必須較流線型的小得多。

至於直立的橢圓形，若和橫臥的一樣受到橫的氣流作用，則背後的空氣逆流非常劇烈。故運行時所受的阻力，若要不大於流線型所受的，必須比橫臥的來得更小。

上述之三種形狀的物體所受的空氣阻力，都沒有平板所受的來得大，因爲流動的空氣作用於平板時，衝突著兩個尖角。平板之對著風的一面，氣流還算順暢；但在下風的一面，逆流和旋渦生生不已，故必須不斷地費力才能克勝牠們的動作。由此可知平板若要在空氣中推進而只用推進流線型所需的力，則非具極細小的形體不可。

【流線與流管】（ Stream line and tube of flow ）

流體質點所經之路跡，稱爲流線。若干流線圍成之假想管，稱爲流管。

原則上經流體之每點能畫流線。設爲穩定流動，並選一定數目之流線成爲一束，如圖 9－96 之流線式樣。管狀區稱爲流管，此管之邊界含有流線，且恆平行於流體質點之速度。因之，流體

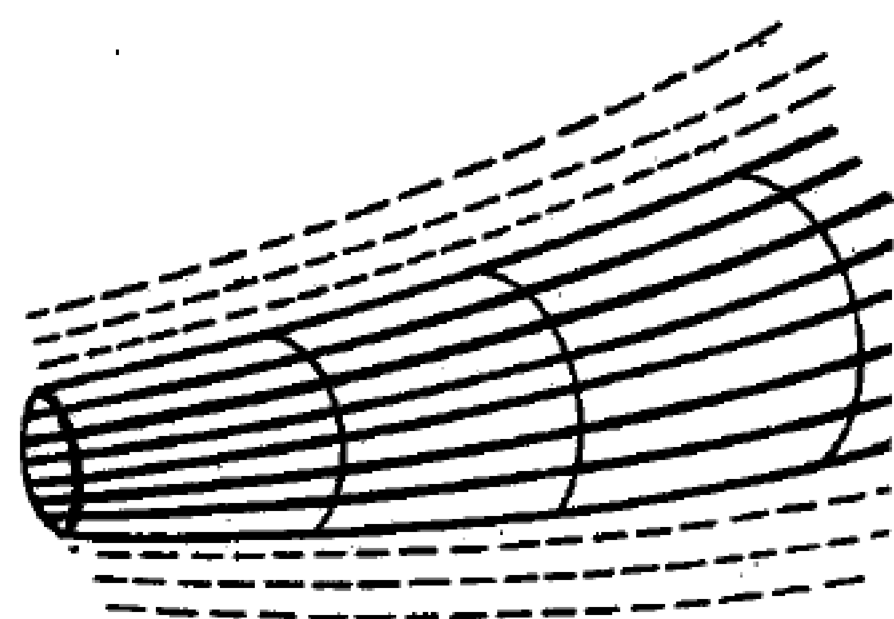


圖 9－96
一束流線組成之流管

不能穿過流管的邊界，且流管頗似形狀相同的管，從一端流進之流體

在它端流出。

【流體】(Fluids)

液體和氣體同樣容易變形，故運動方式極相似，故將兩者合稱爲流體。在靜止流體中的任意平面兩側作用的力（即應力）必與該平面垂直，並方向相反，即只有壓力的作用，而沒有平行於面的切應力作用。但流體在運動時由於黏性（ *viscosity* ），通常產生切應力。爲簡單起見，流體力學中常假想無切應力產生的流體，這種無黏性流體稱爲理想流體（ *ideal fluid* ）。又流體的密度變化可免計時，稱爲不可壓縮流體，不可免計時稱爲可壓縮流體。通常液體被視爲不可壓縮流體，而各氣體則被視爲可壓縮流體。

【流體之流動】(Flow of fluid)

任何流體都按著三個重要的物理原理運動(1)質量不滅定律(2)動量不滅定律(3)能量不滅定律。

這些不滅定律可由古典流體力學的數學方程式來表示。因爲這些方程式包括了所有的流動情形。在血管的血液以及哺乳動物的乳腺上，還有應用在電漿上。但是對於導電性的流體常有磁場存在，因比，所呈現的行爲與一般流體完全不同。所以當流體力學上的方程式應用在電導性流體時，必須加以修正。修正的方法是使這些方程式包含有馬克士威（ *Maxwell* ）場方程式及歐姆定律。最後的結果是一組能支配磁流體力學的方程式。

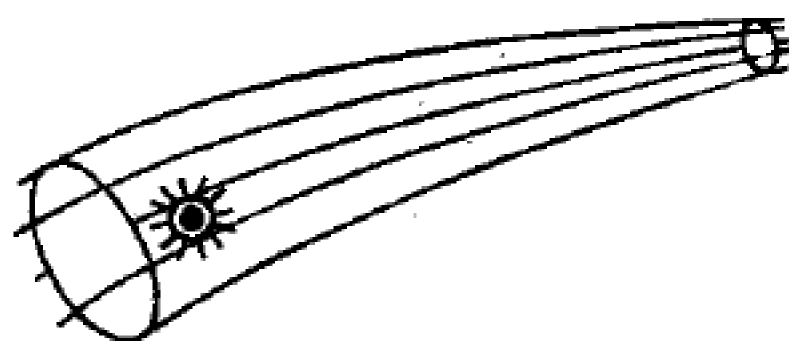


圖 9 — 97
置於流動液體中之小槳輪，在旋轉流動中輪轉動，在非旋轉流動中輪不轉動

流體流動的一般特性：

1. 流體流動可爲穩定（ *steady*）或不穩定者——當任何已知點之流體速度 $\vec{v}$ 不隨時間而變，此種流體運動謂之穩定，即在穩定流動中，流過任何已知點之各流體質點的速度恆相同。在另一點質點或以不同速

度行進，但經過第二點之所有各質點行動均相同。低速率流動能達到此等情形，緩慢之溪流即是一例。在不穩定流動，如高潮時，速度 $\overrightarrow{v}$ 是時間的函數。在擾流時，如急流或瀑布，每點每時速度變化無定。

2. 流體流動可為旋轉流動（*rotational*）或非旋流動者——若在每點之流體素對該點無淨角速度，此種流動是非旋者。可想像一小槳輪沉入運動流體中（圖 9－97），若輪運動時並無轉動，則為非旋流動；否則為旋轉流動。非旋流動甚為重要，主要因其產生出相當簡單之數學問題，此時角動量毫不重要而 $\overrightarrow{v}$ 相當簡單。旋轉流動包括渦動，如旋渦或渦流，和速度向量在橫向變化之運動。

3. 流體流動可為能壓縮（*compressible*）或不能壓縮者——通常可視液體為不能壓縮之流動。但即使能大量壓縮的氣體，有時密度之變化並不重要，則其流動實可視為不能壓縮者。在飛行速率遠低於聲速時，空氣相對於機翼的運動為近似不能壓縮流動之一。此時密度 ρ 是常數，與 x，y，z 和 t 無關，因此流體流動的數學處理大為簡化。

4. 流體流動可為黏滯（*viscous*）或不黏滯者——流體運動之黏性與固體運動之摩擦相類似，在多種情形下黏性極為重要，例如潤滑問題，但有時可忽略。相對運動時黏滯性在流動層間引入切向力，結果使機械能散失。

【流體之散度】（Divergence of fluid）

由連續方程式 $\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho\overrightarrow{u})=0$，其中 $\nabla\cdot(\rho u)$ 即流體的散度。

【流體力學】（Fluid mechanics）

流體力學討論有關流體的流動、黏滯性，流體中的熱傳導、壓縮、擴散、波動等性質。依照狀況的不同，又分為流體靜力學（*Hydrostatic.*）、流體動力學（*Hydrodynamics*）、氣體力學（*Gasdynamics*）、水力學（*Hydraulics*）等部門。

【流體之連續方程式】(Fluid equation of continuity)

流體流動時質量必須守恆，故可導出一條方程式 $\frac{d\rho}{dt}+\rho\nabla\cdot\vec{V}=0$，若為無旋流體（ irrotation ），則為 $\rho_1V_1A_1=\rho_2V_2A_2$，此稱為流體之連續方程式。

【流體之運動方程式】(Fluid equation of motion)

$$\rho g_x+\frac{\partial\sigma_x}{\partial x}+\frac{\partial\tau_{yx}}{\partial y}+\frac{\partial\tau_{zx}}{\partial z}=\rho a_x$$

$$\rho g_y+\frac{\partial\tau_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial\sigma_y}{\partial y}+\frac{\partial\tau_{zy}}{\partial z}=\rho a_y$$

$$\rho g_z+\frac{\partial\tau_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial\tau_{yz}}{\partial y}+\frac{\partial\sigma_z}{\partial z}=\rho a_z$$

其中 g 為引力常數，a 為加速度，ρ 為密度，σ 為正應力，τ 為切應力。

【流體流動之幾何相似性】(Geometrical similarity of fluid flow)

幾何相似意謂兩系統中所有對應長度之比必得相等，故在流體中，兩系統 M 及 P 的幾何相似條件為

$$\frac{x_M}{x_P}=\frac{y_M}{y_P}=\frac{z_M}{z_P}=r$$

其中 r 為對應長度之比。

【流體動力學】(Hydrodynamics ; Hydrokinetics)

研究流體的靜止和運動狀態以及作用於在流體內物體之力的學問稱為流體力學。其中只研究靜止狀態者稱為流體靜力學，只研究運動狀態者稱為流體動力學。前者的基礎在早期的阿基米德原理，而在十六至十七世紀司特文（ *Stevin* ）、伽立略（ *Galileo* ）等人作成體系，此後為托里折利（ *Torricelli* ）、巴斯噶（ *Pascal* ）、波義耳（ *Boyle* ）等人所發展。後者早有達文西（ *Leonardo da Vinci* ）的初步研究，至

十八世紀後方成爲一體系。尤拉(*Euler*)、白努利(*Bernoulli*)、拉格朗(*Lagrange*)等人先作成完美流體的理論，至十九世紀那維爾(*Navier*)、司托克士(*Stokes*)等導出黏性流體的運動方程式，繼而有雷諾(*Reynold*) 的湍流研究，二十世紀初有普郎特爾(*Prandtal*)的邊界層理論(*boundary layer theory*)的提倡，而奠定近代流體力學的基礎。

【流體磁性波】(Hydromagnetic waves)

流體可傳播兩種波，一種在表面，像湖面上的漣漪，另一種在體積之中，像空氣中的聲波。當流體有相當的導電性並沉在磁場中時，則前述的波稱爲流體磁性波，例如亞耳芬波、震波，以及修整過的聲波等都是這種波的例子。

【流體靜力學】(Hydrostatics)

處理流體的平衡狀態之條件、行徑以及平衡中的流體與固體間的靜態交互作用(例如壓力、浮力等)的科學，稱爲流體靜力學。

【流體靜力學基本方程式】(Fundamental equations of hydrostatics)

流體靜力學的基本方程式

$$\rho \vec{F} = \nabla P$$

其中ρ是流體的局部密度，P是流體靜壓力，$\vec{F}$是外力。

【流體靜壓力】(Hydrostatic pressure)

假想在一液體表面的下方某處有一個平面，此平面上載有它上部的液體重量，故在此平面的下方，定會有一向上的壓力作用著，這個壓力應與平面上方液體的重量相等。此外在側面也有一側壓力，因爲容器的壁上如果鑽一孔，那麼容器裏的液體會向水平方向噴出。這噴出來的液體，是被孔上方液體的重量向下壓擠出來的。由於液體本身流向任何方向時均不會發生阻力，因此這重量遂在各方向產生了相等的壓力。又

如任一方向的壓力可以被解除時，液體就流向此方向。如阿基米德所說：如任何一處所受的壓力較大時，則將向受壓較小的地方移動。一個小的物體浸在液體裏面，它將會受到從各個方向來的相等的壓力，這個壓力稱爲流體靜壓力。

【流體燃料反應器】(Fluid fuel reactor)

反應器之燃料爲液體狀態者。熔鹽反應器卽其一例。

【流體壓力計】(Manometer)

測量密閉於容器內的氣體之壓力，所用的器械稱爲流體壓力計。最簡單的流體壓力計如圖 9 — 98 。係一個彎曲玻璃管，管的兩臂間附一標尺，管中盛以水銀或其他液體如水、酒精等。管的一端和容有氣體的容器連接，若此時左右臂的液面在同一水平面，則所要測的氣體的壓力，恰和大氣壓力相等。若氣體的壓力比大氣壓力爲大或小時，則兩臂內的液面，就有高度的相差。從當時氣壓的大小，和液面相差的高度，就可算出氣體的壓力。

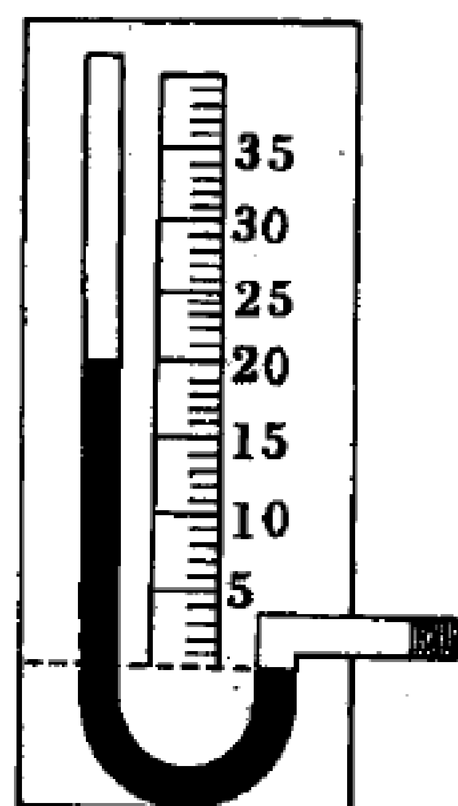


圖 9 — 98

【流體總壓力】(Fluid total pressure)

流體的動壓力和普通的壓力（卽靜壓力）之總和，稱爲總壓力。卽

$$P+\frac{\rho}{2}v^2$$

P爲靜壓力，ρ爲密度，v爲流速。

【洩放電阻器】(Bleeder resistor)

洩放電阻器是改善電源整流器供電電壓的穩定性（ *stability* ）之重要設施。因爲整流器的輸出電壓，在有負載（ *load* ）和無負載時的變化頗大，這是因爲電子裝備中的各級電子電路，其電壓和電流都在不停地變動，而且一般而言，其變動率愈大，效能也愈大。因此使電源整流器的負載電力也變動不息，以致引起輸出電壓的不穩定。不穩定的電

源電壓，將破壞電子電路的正常工作，或則使訊號不穩定，或則使訊號發生失眞。爲了使電子電路中的電流變動，不致牽動電源電壓有太大的變動，在整流器的分壓器中用電阻器造成廻路，使經常洩放掉一部分電流，以減小負載電流變動的比率，即可改善電源輸出電壓的穩定性。這一洩放電流（ *bleeder current* ）的電阻稱爲洩放電阻。

洩放電流越大，電源的穩定性越大。可是洩放電流足以增加電力的消耗，太大的洩放電流將增加變壓器和濾波扼制圈等的體積和費用，且亦增加整流器的熱度。通常以最大負載電流的 20％ 最稱適中。

【洩放器】（ Bleeder ）

洩放電能用之電阻，如整流器的輸出端，常加入洩放器將多餘電流漏去，洩放器常兼任分壓器。

【洩漏】（ Leakage ）

如柵漏電阻就是耦合電容器洩漏電流的通路。

【洩漏電流】（ Leakage current ）

電子在絕緣體之表面漏過的電流強度。

【洩漏電感】（ Leakage inductance ）

因磁漏而失去的電感量。

【洪德定則】（ Hund's rule ）

對於含有相等 p 或 d 電子數的電子組態，洪德提出下列定則：

1. 正常項（即基態）之多重態爲最大値。

2. 原子最外層的電子，少於滿層的半數時，多重態中 $J=L-S$ 的狀態，J 有最小可能値時能量最低，如此之多重態爲正常多重態。

3. 當一層上的電子超過半滿時，多重態具有最低能量的狀態爲 $J=L+S$，J 有最大值。

【活力器】（ Activator ）

廠家使用此器具令射線管得到拾像之活力。

【活化】(Activation)

很多原子核經中子照射或其他核反應後，成爲有放射性的新原子核，此過程謂之活化或謂放射活化。一般可藉此活化方法作微量物質的鑑定。通常決定之方法乃藉活化後的特性放射線（如特有能量之γ射線）或特有的半衰期度量之。

有時爲引發某特定之核反應而活化，入射粒子恆需超過一定能量（底限能量）方爲可能，此底限能量稱之爲活化能（*activation energy*）。

除了藉活化實驗作微量物質的鑑定外，亦可應用此方法決定引發核反應之粒子的絕對量。如活化實驗爲決定不隨時間變化中子場強度的有效方法。

作活化實驗的簡單公式如下：

$$c = \phi \Sigma_{act} d$$

$$B(t) = \frac{c}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t})$$

$$B(t_2) = \frac{c}{\lambda}(1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2}$$

式中c爲單位面積上單位時間內在中子通量ϕ時活化之原子核數，Σ_{act}及d爲活化截面係數及活化物質片的厚度，$B(t)$是照射時間爲t時單位面積上活化核的總數，$B(t_2)$是照射時間爲t_1及活化物質取出後冷卻時間爲t_2時之單位面積上活化核的總數，λ爲衰變常數。

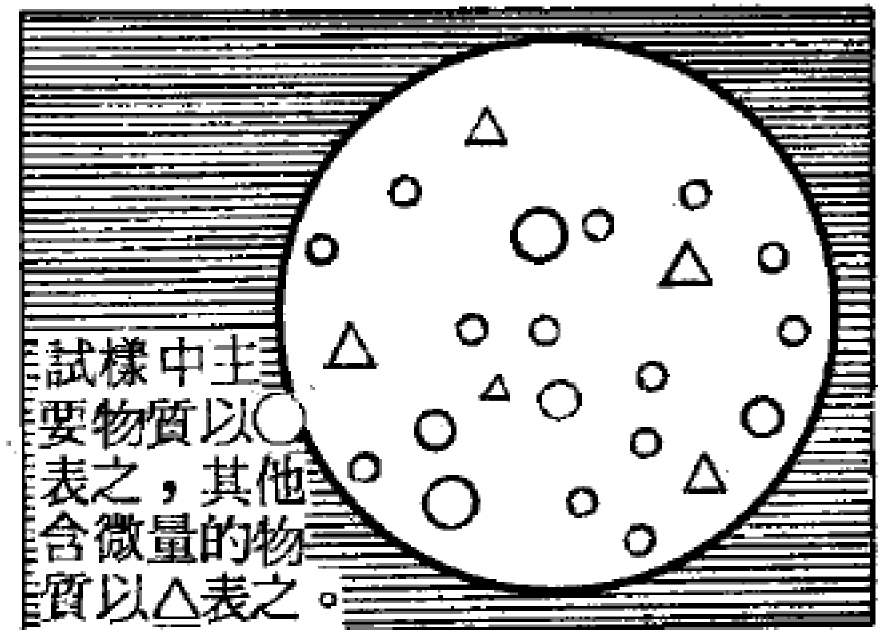
【活化分析】(Activation analysis)

一種鑑定和測量某材料試樣中所含化學元素的方法。這試樣先用中子、帶電粒子、或γ射線撞擊而變得具有放射性，再根據這試樣所新形成的放射性原子所放出的特性核輻射（諸如γ輻射等），我們便知道這試樣中存在著那一種原子，並知道其存在量（如圖9－99　）。一般來說，活化分析比化學分析更靈敏。在研究上、工業上、考古學上、犯罪

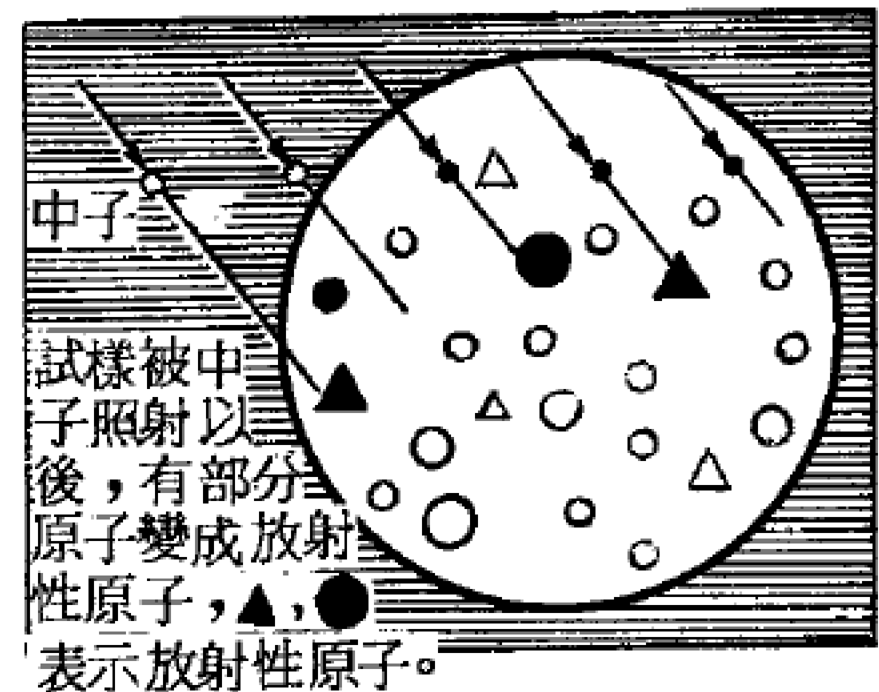
學上都可用到活化分析。

活化分析的過程如下：

1.選擇適用的核反應——在作活化分析時選擇適當的核反應是一件很重要的事。如果選擇不當，很可能使分析工作變得更困難甚至作不出來。至於如何選擇最適用的核反應，這是有所依據的。因爲各種元素對各種核粒子的核反應截面均不同。例如在有機物中含量最多的氫和碳就很難被慢中子活化。



2.選擇適當的中子源——選擇了最適用的核反應以後，第二步工作就是選最適當的中子源。現在的中子源有三種(1)來自核反應器，由核反應器可以得到高通率的中子。(2)來自帶電粒子加速器，從帶電粒子加速器所得到的中子其通率較前者爲小。(3)來自低通率的放射性中子源。固然我們作活化分析時，中子的通率愈高分析的結果愈精確，可是遺憾的是中子通率愈高其價錢也就愈昂貴。



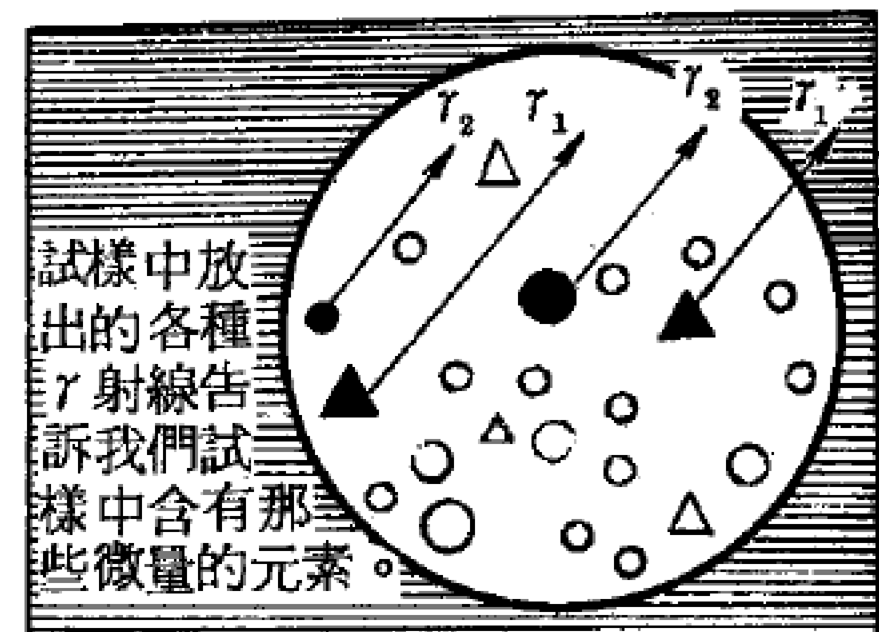


圖 9—99
活化分析的過程，在活化分析時，首先用核粒子照射試樣，然後分析被照射後的試樣所放出的γ射線，由此我們可以測出試樣中所含的元素。甚至試樣中含量非常少的元素也可以經由這個方法測定出來

3.處理試樣——試樣的大小及處理必須受中子源的限制。在有些情形下試樣必須先在核反應器中冷卻。還有試樣內可能含有某些具放射性的元素，這些元素可能影響分析的靈敏度。所以我們經常要把試樣先經過化學方法處理，除去這些放射性元素。在操作時我們必須時時留意，譬如說不能用手直接和試樣接觸，因爲手指上所含的鹽分會將試樣

污染，而鹽分中所含的鈉經過照射後可能會放出 γ 射線影響實驗結果。

4.照射樣品——再下一步工作就是以中子照射試樣，經過照射以後一些原子被活化而變成放射性原子。照射時間的長短根據我們所需的精密度而定，還有核反應截面的大小以及被照射後所產生放射性原子的半衰期也直接決定照射時間。固然照射時間愈長所產生的放射性原子也愈多，精確度也愈高。不過這只有在半衰期相當長的時候方才適用，如果半衰期很短所產生的放射性原子蛻變得很快，那麼即使照射時間很長仍然無濟於事。

5.測量被照射後的試樣——把被照射後的試樣放在 γ 射線計數器內測量之，γ 射線計數器就能表示出 γ 射線的能量和數量。另有一種巧妙的儀器叫做頻路差別分析器，能把 γ 射線根據其能量分成許多類，並且把同一類的 γ 射線也就是能量相同的 γ 射線集合在一起，表示在示波鏡上的就是每一種能量 γ 射線之數量，此外這個結果還可以自動被打字機打在紙上或打在計算機卡上。

6.研究所得到的實驗結果——我們常常用比較指紋的方法來判定誰是眞正的犯人。和這情形相類似的，活化分析是將未知物的實驗結果和已知的實驗結果比較來判定未知物究竟是由何種元素組成。用這個方法我們還可以知道各元素的相對密度。如果知道中子通率及元素核反應截面的大小，我們可以直接計算出各元素在試樣中的含量。在所有有利的情形下如果中子通率夠高的話，甚至小至百萬分之一克的物質也能被測出來。

由圖9－100比較各種分析方法的靈敏度。我們可以看見活化分析顯然是佔優勢。由這一個圖我們可以進一步的知道如果在作活化分析時中子通率變大則其靈敏度也隨著增高。此外活化分析尚有其他優點，例如其所費時間少還有不會因分析工作而破壞原試樣。

活化分析最主要的缺點就是價錢太貴。在一般情形下，它的費用比

其他分析方法高出兩倍。如果在作活化分析時使用核反應器的高通率中子，則價錢還要更貴些。此外活化分析還有一點美中不足的地方，就是它只能告訴我們試樣是由那一些元素組成而不能顯示出試樣中所含的化合物。關於這個問題，可以用化學分析的方法解決。

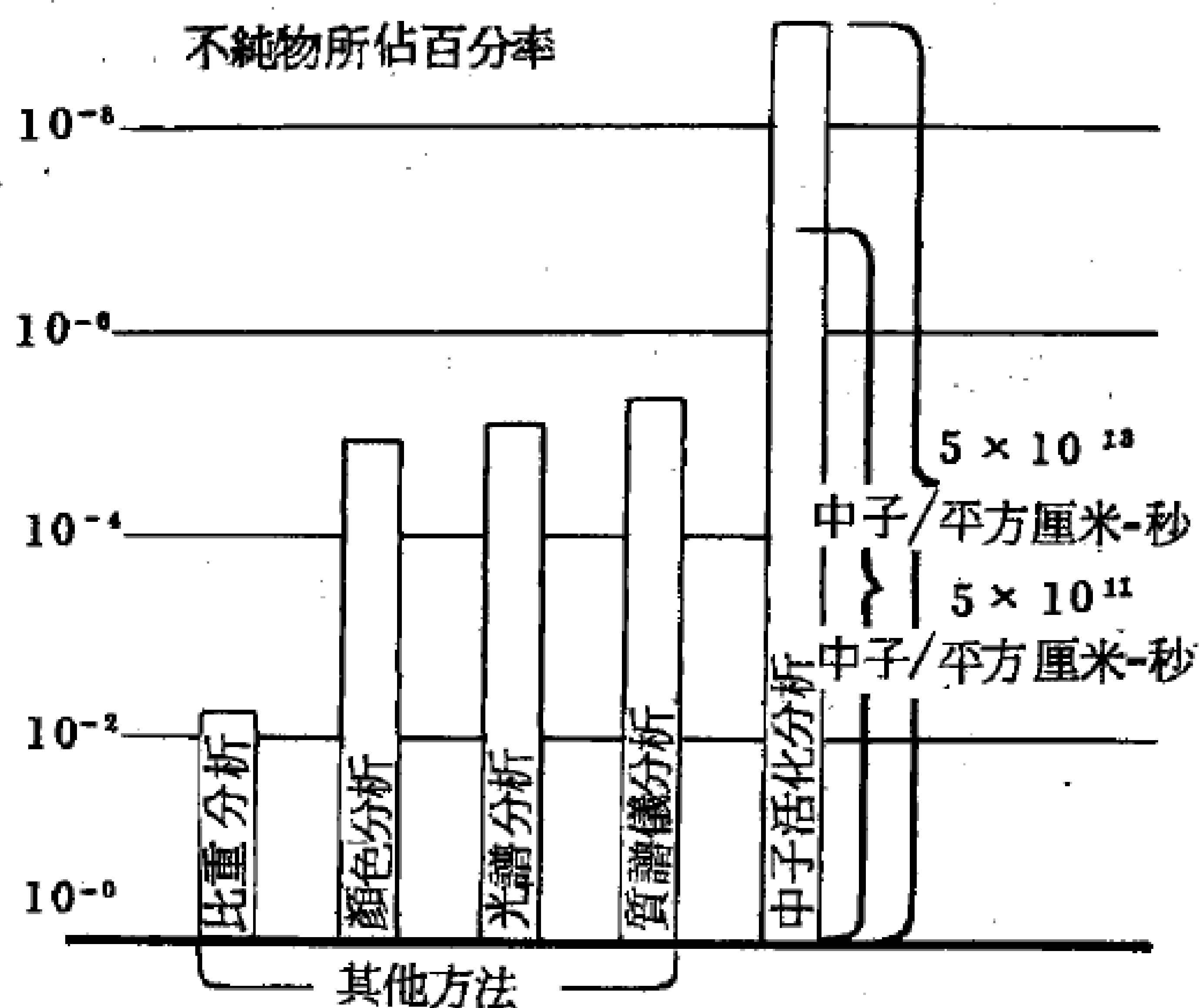


圖 9－100　中子活化分析的靈敏度
比較中子活化分析與其他分析方法的靈敏度。中子活化分析的靈敏度與下列因素有關：中子通率的大小、照射時間的長短、所用的核粒子以及被分析的元素的特性。

【活化分析之原理】（Principle of activation analysis）

作活化分析時第一步工作是選擇適當的核反應。至於選擇何種核反應這要看所測的元素爲何及所選擇的撞擊粒子爲何。當然各元素的性質是與生俱來的，沒有任何選擇的餘地。剩下可以考慮的就是撞擊粒子的種類及其能量。下表告訴我們各種粒子撞擊原子時所可能產生的核反應。

撞擊粒子雖然有許多種，其中最常用的是慢中子，其次是快中子。因爲慢中子容易獲得，且慢中子可以與週期表上大多數元素作用。

撞擊粒子的種類	可能的核反應
慢中子（速度大約爲 2,200 米／秒）	(n, γ)＝（慢中子進，γ 射線出）
快中子（速度接近光速）	$(n, 2n)$，(n, γ)，(n, p)，
電磁波	(n, α)，(γ, n)，(γ, p)，(γ, α)
帶電粒子	(p,n)，(p,d)，(p,γ)，(d,n)，(d,p)

n＝中子，p＝質子，d＝氘核，α＝阿伐粒子，γ＝加瑪射線

核反應的速率與中子通率（單位時間內通過單位面積的中子數）及核截面成比例。其關係以下式表示之：

$$R^{+} = \phi \sigma N$$

其中R^{+}爲每秒鐘一立方厘米內被活化的靶原子的數目；ϕ爲中子通率，以中子數／平方厘米－秒爲單位；σ爲核反應截面以平方厘米爲單位；N爲每立方厘米的試樣中所含的靶原子數；經過時間t以後每立方厘米被活化的靶原子數爲$R^{+}t$。同時，一部分被活化的原子發生衰變的現象，其衰變的速率爲：

$$R^{-} = \lambda N^{*}$$

式中N^{*}爲每立方厘米所含放射性原子的數目；λ爲放射性原子的衰變常數，相當於0.693除以半衰期。

如果新的放射性原子以固定不變的速率產生，則放射性原子的總數必定隨著時間的增長而繼續不斷的增加，一直到$R^{+}=R^{-}$，也就是放射性原子增加的速率與衰變的速率相等時才停止。當$R^{+}=R^{-}$時我們通常稱之爲平衡。在一般情形下，我們必須經過一段很長的時間才到達平衡點。如果半衰期很短差不多幾分鐘，此時放射性衰變得很快，自然很容易就到達了平衡點，同時在這種情形下往往有一種無法避免的現象；就是由於放射性原子衰變得太快，即使由取出試樣到將試樣放入γ射線計數器這樣一段短暫的時間內也會有許多放射性原子發生衰變。在大多數情形下要講

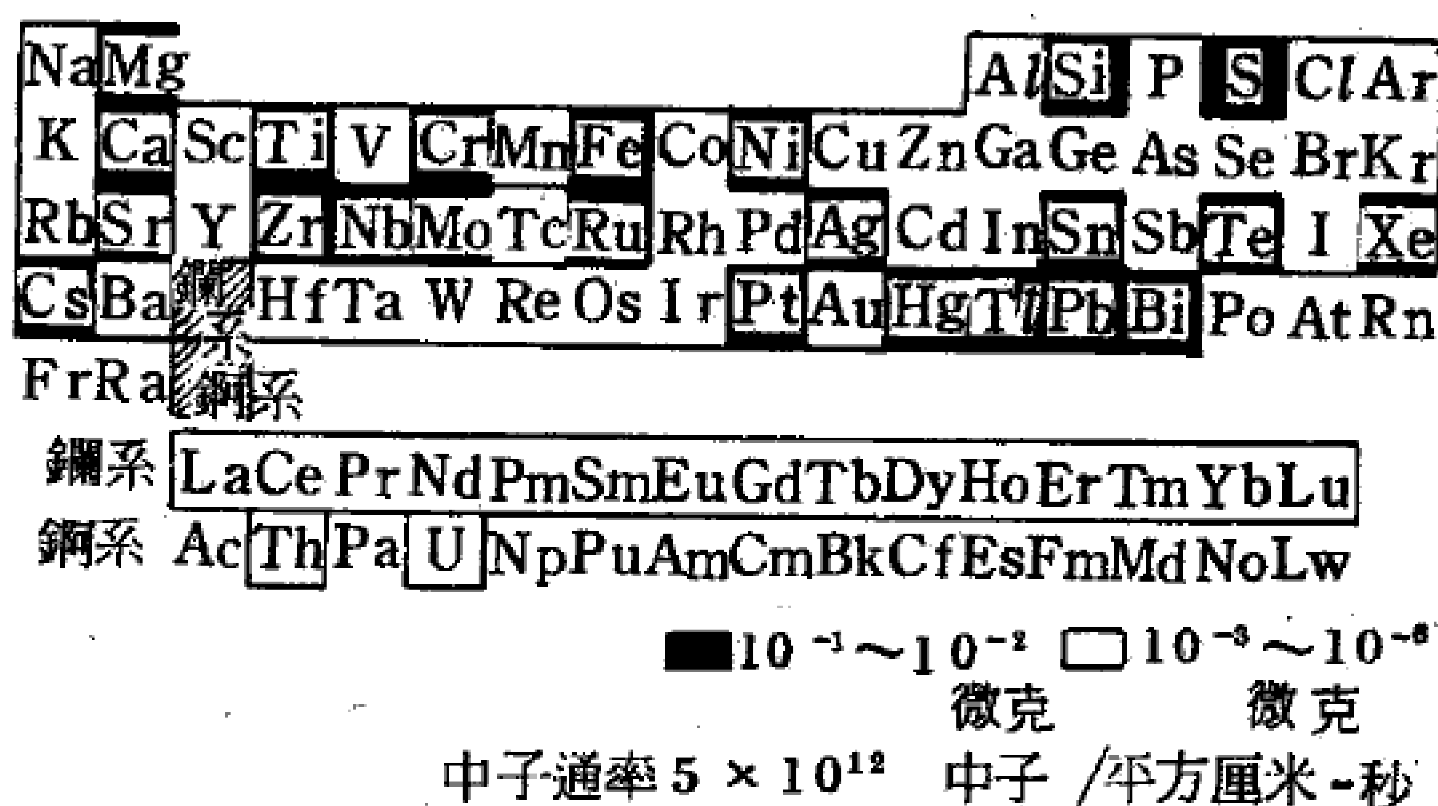


圖9－101 用活化分析測量各元素時的靈敏度

用活化分析容易測量白格子內的元素，在黑格子內的元素必須在含量較多的情形才能測量，在灰格子內的元素根本不可能被測量出來。當中子通率較高或照射時間較長則測量的精確度隨著提高

求照射時間和中子通率的配合，因爲兩者都很值錢。作實驗時一方面盡可能節省時間和金錢，另一方面還要求實驗的精確度高。

然而，如果核反應截面太小，小到根本就無法產生足夠的放射性原子，則前面所有關於節省金錢和時間的討論盡屬徒然。核反應截面本身是各元素的天生特性，它是不知道什麼叫經濟的，有些元素由於截面太小的緣故，儘管照射時間很長通率很高仍然不能產生足夠的放射性原子。譬如說：氦、氮、氧、矽和其他輕元素對慢中子就是這種情形。

由於各元素的截面不同，活化分析測量各元素的靈敏度也隨著不同。此外，活化分析的靈敏度還與撞擊粒子的種類及其通率大小有關。（如圖9－101）用活化分析測量週期表各元素就好比用望遠鏡觀察遠方的星球一樣。選定某一種撞擊粒子及其能量，而且通率的大小也選定時，測量各種元素，則有的很容易測量，有的測量的結果不夠精確，還有一些元素根本無法測量。這就好像我們把望遠鏡調到某一個倍數，星球上有的地方明顯，有的地方模糊，有的地方根本看不見。將望遠鏡的倍數提高相當於增高通率，延長照射時間或者兩者同時增加，此時可以看到的領域必定隨著增廣。相反的，如果倍數降低則所看到的領域必然縮小。

當我們更進一步探討活化分析時，發現上述用望遠鏡觀察星球的比喻仍然是適用的。使用紫外光線照相，火星呈現出新的面貌，而這在以前當用可見光照相時是看不見的。這很像在活化分析時一些被慢中子測不出的元素卻可以被快中子測出來。此由於撞擊粒子不同則元素的核反應截面也就跟著改變。

用不同的撞擊粒子且變化其能量，幾乎週期表上所有的元素都可以用活化分析測量。因爲活化分析的技巧是如此多變化，所以我們很自然的可以明瞭其應用非常廣泛。

【活化能】(Activation energy)

對原子或分子系統而言，活化能是指爲產生某種特殊的反應，而加於該系統的能量。例如使分子產生某種化學反應所需的能量，又如爲使半導體物質中的電子升到傳導帶（ *conduction band* ）所需要的能量。

【活門】（ Valve ）

喞筒中控制流體出入的活動閘門。

參閱“吸水喞筒（ *Suction pump* ）”條。

【活性】（ Activity ）

在核物理中所述原子的放射能力。

【活性比度】（ Specific activity ）

在一試樣裏，每單位重量的某種元素之放射性同位素的放射活性，即每單位質量的某種純放射核種的活性或者是每單位重量的任何放射材料之試樣的活性。

【活性產物】（ Activation products ）

中子是一種粒子，與質子同爲構成原子核的基本粒子。當核爆炸時，中子以很高的速率跑出，與附近的物質作用，使其變成放射性。由此種過程所產生的放射性物質，稱爲活性產物。在核子武器試爆時，支柱核子裝備的高塔，其中的鐵與鋅變成放射性同位素。也許在大氣中試爆核子武器，所產生的活性產物，以放射性碳（碳-14）最爲重要。放射性碳是由中子與大氣中的氮原子反應而成的。

【活動屏蔽】（ Barricade shield ）

一種活動性的，可用來防護輻射的屏蔽。

參閱“屏蔽（ *Shielding* ）”條。

【活動電視攝影平臺】（ Dolly ）

支持電視廣播室或廣場攝像器之平臺，可以移動攝像鏡頭對目標物作遠近之調節。

【活動電影】（ Cinematograph ）

詳閱“活動影片 (*Moving picture*) ”條。

【活動影片】(Moving picture)

1. 活動影片的原理——人眼對於像的感覺，有視覺暫留 (*persistence of vision*) 的功效，例如手持線香，著火之處，只有一點；但若急速作圓圈旋轉，便覺成為一個火光的圓圈，此卽視覺暫留作用所致。

2. 活動影片的放映法——用長卷透軟片，裝於特製的機器中，使軟片在幻燈處連續移動，則幕上所成的像亦連續變更，吾人目光看去，好似實物的運動，不覺間斷，通常叫做活動電影 (*cinematograph*)。

【活動耦合】(Flexible coupling)

凡耦合量可以變動的稱活動耦合。

【活塞】(Piston)

喞筒或汽缸裏作往復運動的元件。

參閱“吸水喞筒 (*Suction pump*) ”條。

【活塞動作】(Piston action)

揚聲器振膜對低音頻推拉的振動。

【洛凡耳計劃】(Rover plan)

美國原子能委員會 (*Atomic Energy Commission*) 與國家航空及太空總署 (*National Aeronautics and Space Administration*) 共同發展用於太空飛行的核能火箭之計劃。

參閱“核能火箭 (*Nuclear rocket*) ”條。

【洛以得鏡】(Lloyd's mirror)



圖 9－102

圖 9－102所示之裝置，稱為洛以得鏡，係一能產生干涉圖案之裝置。光源 S_1 與其鏡像 S_2 為兩一致性光源，S_2 是由於光在玻璃板之上面反射而成者，因此由光源來的直射光與由玻璃反射而來的反射光構成干涉射線。

【洛希米特數】(Loschmidt's number)

攝氏 0°，一大氣壓下的氣體 1 cm^3 內所含有的分子數（2.6885 $\times 10^{19}$）稱爲洛希米特數。但是在物理學中有時又將亞弗加厥數（6.0222 $\times 10^{23}$）稱爲洛希米特數。

【洛默】（Olaus Romer 1644—1710）

丹麥天文學家，第一個研究木星的衞星蝕，並曾利用地球軌道直徑測定光速。

【派介子】（Pion；Pi- meson）

一種基本粒子，常寫爲 π 介子。是由同步迴旋加速器（*synchro-cyclotron*）中所製造出來的。第一部同步迴旋加速器，於 1946 年在柏克萊（*Berkley*）開始運轉，許多低能機器所不能做的實驗立即開始。其中最重要的即 π 介子的創造。日本物理學家湯川秀樹（*Hideki Yukawa*）在 1935 年就預言 π 介子的存在，而於 1947 年在宇宙射線（*cosmic ray*）中發現。帶電 π 介子（帶正電或負電）的質量約爲電子質量的 273倍；中性 π 介子的質量則爲電子質量的 264倍。而其半衰期約爲 2×10^{8} 秒。我們相信 π 介子是原子核所以能緊密結合之力量來源。

在 1950 年代的早期，美國已經擁有五座同步迴旋加速器，在可控制的實驗中製造 π 介子。由於不斷地在作實驗，π 介子與核子（質子及中子）間作用的情形，逐漸變得更淸楚了。

除了在研究 π 介子與核子的作用（*strong interaction* 物理學稱作強交互作用）外，科學家們用同步迴旋加速器來研究弱交互作用（*weak interaction*）。如帶電的 π 介子之衰變，以及其產物的衰變情形。在最初的三個實驗中，有兩個證明了宇稱性（*parity*）在弱交互作用中是不能成立的。這實驗是在哥倫比亞大學以及芝加哥大學的同步迴旋加速器做成功。

另外在 *C.E.R.N.*同步迴旋加速器做了一項很重要的弱交互作用實驗

，π 介子衰變成一個電子同時有一個中性的粒子稱作微中子（*neutrino*）首次被發現。由於這個實驗，使得科學家們能抉擇許多有關弱交互作用可能的理論學說。

【派形濾波器】（ Pi-filter ）

濾波器的組織，有如希臘文的 π 字者。

【派電網路】（ Pi-network ）

網路有如希臘字母 π 者。

【矩陣】（ Matrix ）

矩陣是由 m 列 n 行的元素所構成。其第 i 列 j 行的元素如以 a_{ij} 表示之，則矩陣可寫成

$$A=\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & a_{m3} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix} \quad 或 A=(a_{ij})$$

任何兩矩陣的加、減、乘法須適合下列規則：

$$A\pm B=\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & \cdots & b_{1n} \\ b_{21} & b_{22} & \cdots & b_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ b_{m1} & b_{m2} & \cdots & b_{mn} \end{pmatrix}$$

$$=\begin{pmatrix} a_{11}\pm b_{11} & a_{12}\pm b_{12} & \cdots & a_{1n}\pm b_{1n} \\ a_{21}\pm b_{21} & a_{22}\pm b_{22} & \cdots & a_{2n}\pm b_{2n} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ a_{m1}\pm b_{m1} & a_{m2}\pm b_{m2} & \cdots & a_{mn}\pm b_{mn} \end{pmatrix}$$

或 $$A\pm B=(a_{ij}\pm b_{ij})$$

$$A\cdot B=(\sum_k a_{ik}\ b_{kj})$$

【矩陣力學】（ Matrix mechanics ）

在量子力學發展的過程中，波動力學和矩陣力學同時興起，各自在

不同方向發展，後經狄悅克（*Dirac*）將這兩種力學統一，使海森堡（*Heisenberg*）的矩陣力學和薛丁格（*Schrödinger*）的波動力學合而爲一，於今我們可以用統一的語言，以不同的表象寫出基本的假設和描述物理系統。

矩陣力學的力學變數均以矩陣表示。它們適合量子力學上的基本假設，並隨時間改變，其運動方程式爲

$$\frac{d}{dt}\Omega_H = \frac{\partial}{\partial t}\Omega_H + (i\hbar)^{-1}[\Omega_H, H]$$

式中Ω_H爲海森堡表象中力學變數的算符。

海森堡表象的狀態向量$|\alpha_H(t)>$與時間無關，與薛丁格表象的狀態向量$|\alpha_S(t)>$之間的關係如下：

$$|\alpha_H(t)> \equiv |\alpha_S(0)> = e^{iHt/\hbar}|\alpha(t)>$$

而力學變數與時間有關，即

$$\Omega_H = e^{iHt/\hbar}\Omega_S e^{-iHt/\hbar}$$

在薛丁格波動力學中的力學變數以微分算符A_{op}表示，此算符的矩陣元素可以寫爲$<m|A|n>$，對應於

$$<m|A|n> = \int d\tau U_m^*(x)\, A_{op}\, U_n(x)$$

因此，對於波動力學和矩陣力學有一對一的對應。而薛丁格表象中的狀態向量是時間的變數，物理量度則對時間固定。相反，海森堡表象的狀態向量是對時間固定，而力學變數則隨時間而變化。

【科耳勞奇】（Friedrich Wilhelm Kohlrausch 1840—1910）

德國人，生於威塞爾（*Weaser*）之林特隆（*Rinteln*），小時就學於哥丁根及埃蘭根（*Erlangen*）。曾任哥丁根等校教授，並繼赫爾姆霍茲之後，任沙爾羅頓堡（*Charlottenburg*）國立學院院長。1900 年任柏林大學物理學名譽教授，多數歐洲國家學會均舉爲會員。

卒於馬爾堡（*Marburg*）。

科耳勞奇的研究，以電學、磁學方面爲主。他對於電解質的傳導，曾做過許多的實驗，將交流連結到電橋上去，因此可使電解質的極化作用（*polarization*）減小，此法稱爲科耳勞奇電橋。他又研究過溶液淡化後對於電傳導性的變化；又曾製造許多種的物理實驗儀器。

【科里奧利力】（Coriolis force）

這是一項較難於瞭解的道理，先舉例說明以便理解。今有一圓板如圖9－103的方向旋轉，站在其中心O的人，向站在圓周A點的人擲球。那麼，由於圓板在旋轉的關係，球如圖9－104達到中途時，原先站在A點的人已移到B點。如圖9－105，球達到圓周時，那個人已移到C點。

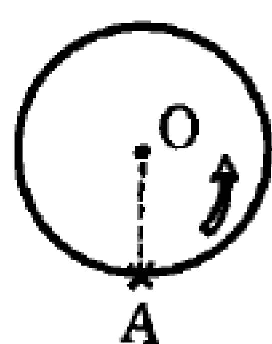


圖9—103

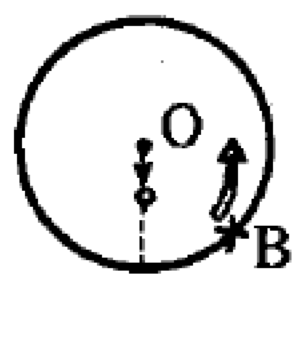


圖9—104

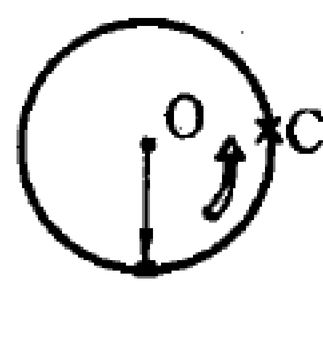


圖9—105



圖9—106

因此，自站在A點的人看來，球就像圖9－106，原先向自己飛來的球，卻一直向右方改變進行方向。如此在旋轉中的平面上移動物體時，物體接受旋動方向的垂直力量，使它的進行看起來像向右（或左）的移動。這種目視的力，叫做科里奧利力，是法國人科里奧利（*Gaspard Gustave xe de Coriolis*）最先提倡的。

由於地球的自轉，在地上運動的物體，定會受到科里奧利力；風雖然是從高氣壓向低氣壓移動的大氣運動，但實際上並不對等壓線作垂直的吹動，在北半球是偏右吹，在南半球是偏左吹。

吹向低氣壓的風，是反時鐘的方向（左轉）吹捲旋渦；高氣壓所吹出的風，是順時鐘的方向（右轉）吹捲旋渦。

參閱“離心力（*Centrifugal force*）”條。

【科里奧利效應】（Coriolis effect）

科里奧利加速度$-2\vec{\omega}\times\vec{V}'$垂直於速度$\vec{V}'$，因而其效應是質點

沿其速度之垂直方向發生偏移；例如，從圖 9 — 107 可以看出，加於自由落體之科里奧利效應使其路徑稍微偏離直線方向而落於出發點正下方偏東之位置。

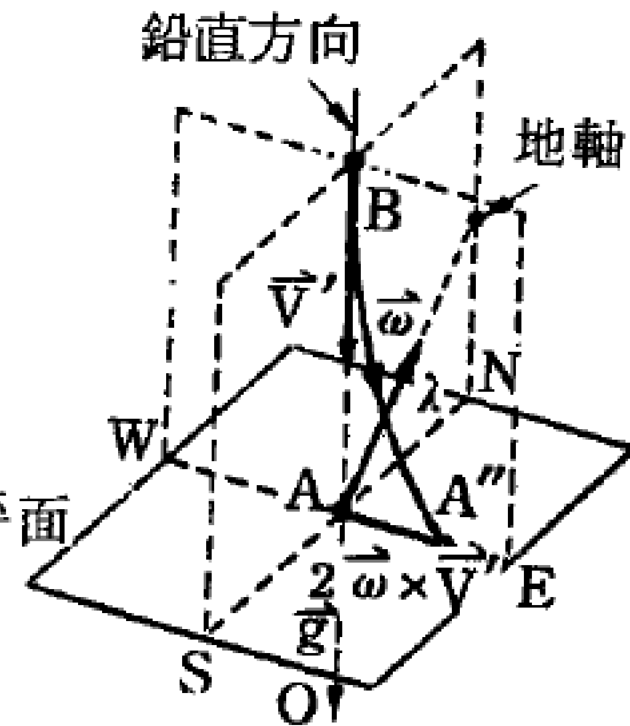


圖 9 — 107
落體由於其科里奧利加速度之作用而向東偏移

如果質點在水平面內運動，在北半球時科里奧利加速度使其路徑偏向右邊（在南半球時使其偏向左邊），如圖 9 — 108 所示；圖中 $\vec{a}_H$ 爲 $-2\vec{\omega}\times\vec{V}'$ 之水平分向量。

科里奧利效應可能在兩種普通現象當中看得到，一個就是颱風的旋渦，如果在大氣裏面產生一個低氣壓中心，風便迅速地吹向這個中心（圖 9 — 109）；

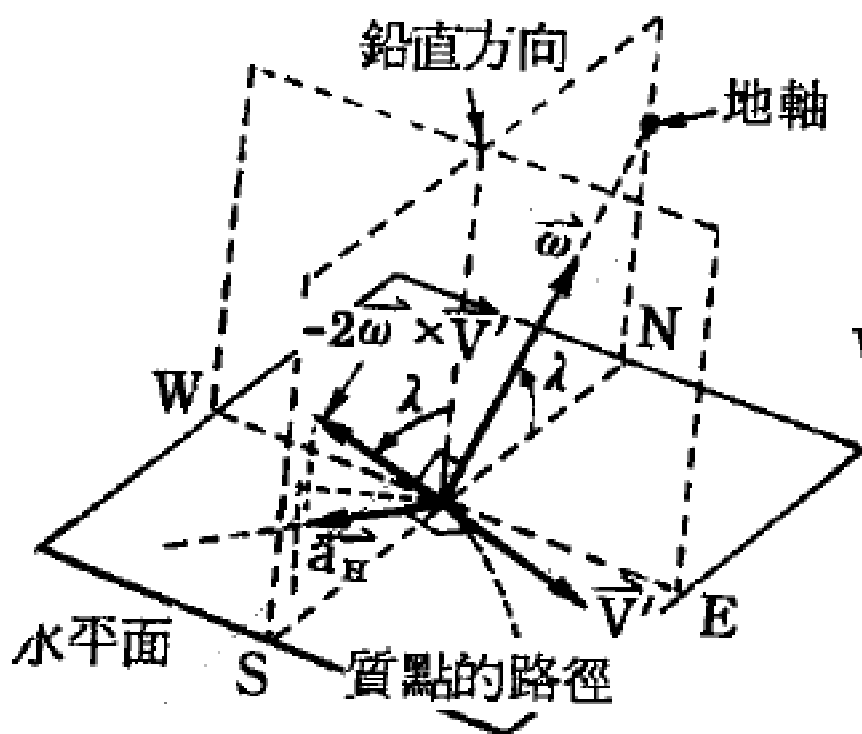


圖 9 — 108

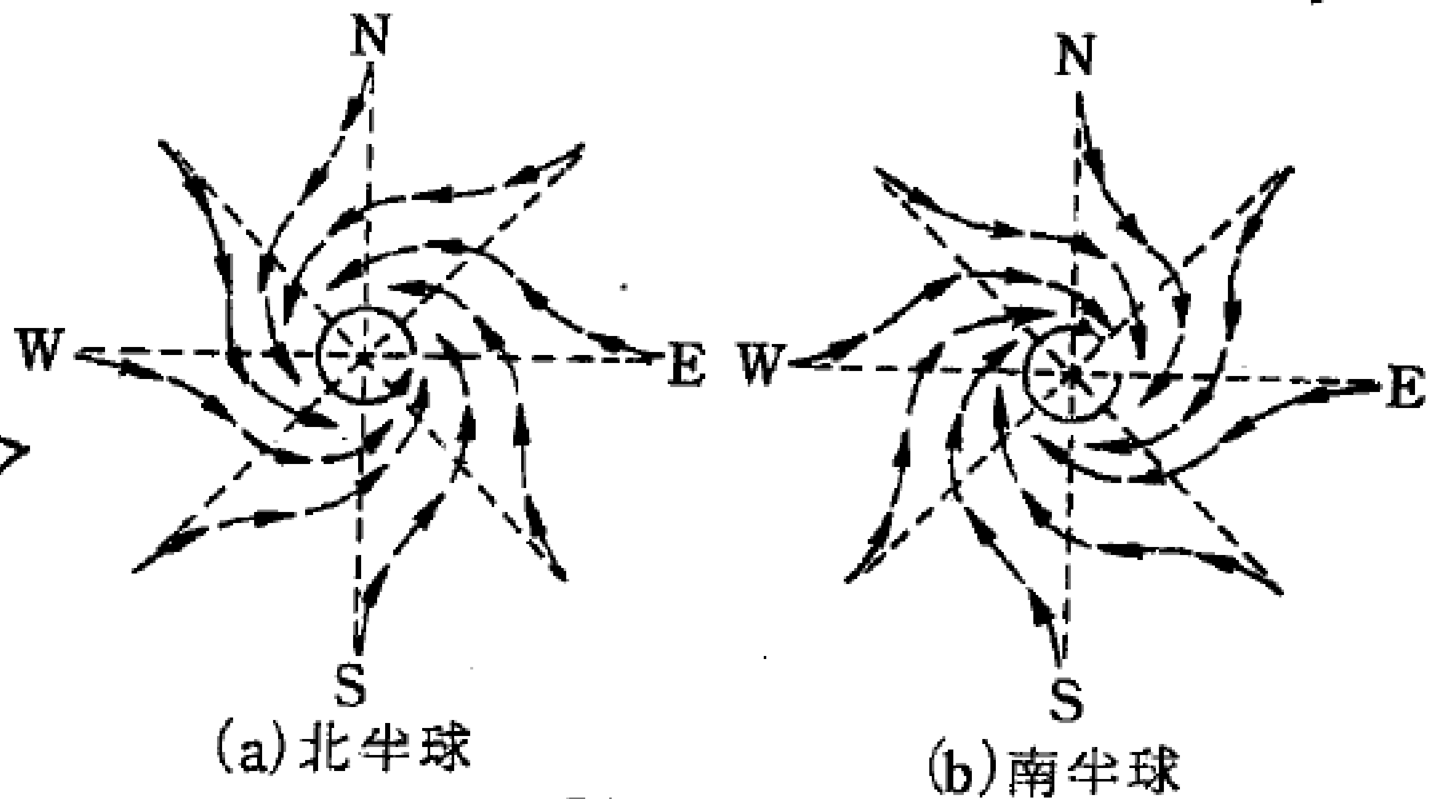


圖 9 — 109

然而在北半球科里奧利效應使空氣分子的路徑向右邊偏移，結果造成反時針方向的運動，在南半球則向順時針方向運動。

讓我們來考慮一個振動的單擺來作爲科里奧利效應的第二個例子，當振幅很小時，我們可以認爲擺錘是沿水平線運動；設單擺從 A 點釋放而開始時沿東西方向振動（圖 9 — 110），如果地球沒有自轉，則擺錘將繼續在 A、B 兩點之間振動；然而，由於地球自轉而引起的科里奧利效應，使在北半球者其不斷向右偏移，在南半球者則向左偏移。因此在第一次振動完畢時，擺錘將到 B' 點而非 B 點，當它回來時將到達 A' 點而非 A 點；在相鄰各次完全振動時，它將順次移向 A''，A'''，.....

各點，換言之，卽在北半球單擺之平面沿順時針方向旋轉，在南半球則沿反時針方向旋轉。在兩極時單擺所受之科里奧利效應最大，在赤道上爲0。

此一效應爲法國物理學家佛科（*Jean Leon Foucault*）很壯觀地證實出來，1851年他將67米長之單擺懸掛在巴黎（*Les Invalides*）圓屋頂上，擺錘每一次振動都在一圓盤上落下砂粒，實驗顯示其振動平面每小時旋轉 11°15′。佛科實驗是地球自轉的一項有效證明；卽使地球永遠被雲籠罩著，這個實驗也能告訴科學家地球是在旋轉，且能讓他們找出旋轉的週期。

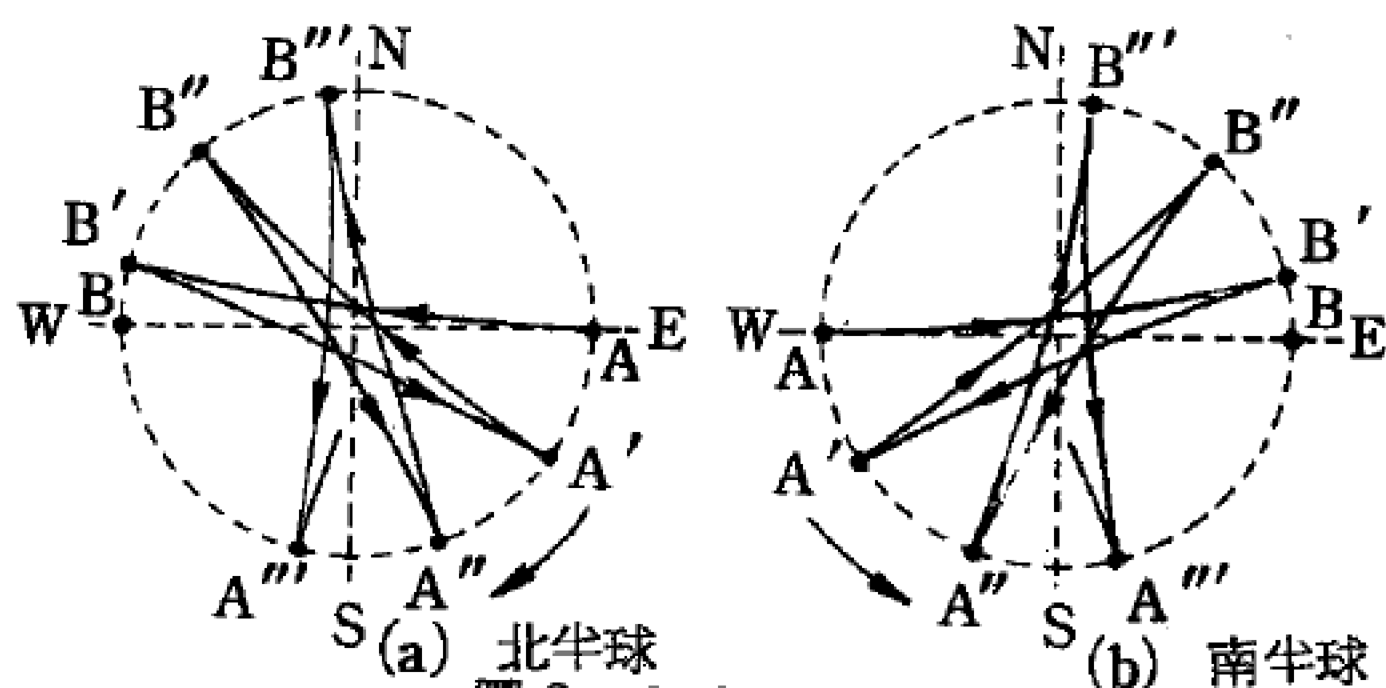


圖 9－110

單擺振動平面的旋轉是由科里奧利加速度所造成的結果（在南半球旋轉的方向與在北半球旋轉的方向相反）

【玻美比重計】（Baume's hydrometer）

有二種：一用於較水重之液體；一用於較水輕之液體。用於較水重之液體者，選一下端肥大之玻璃管，將其內稍入以水銀，令其置水中時可直立，而其上端幾全沒入，如圖 9－111(*a*)，其刻度之法，先取比重計置於溫度12度之清水中，令其與水面相接之處爲0，次置於水85％食鹽15％之溶液中，此溶液較水重，故比重計沒入部分較前減少，令其與液面相接之處爲15，將此二點間15等分之，令其各部分爲一度，準是刻至下端卽得。設以此比重計置於某溶液中，倘沒至35度，則某液卽謂爲有玻美比重計35度之密度，預先造一密度對查表卽可求得其液體之比重。

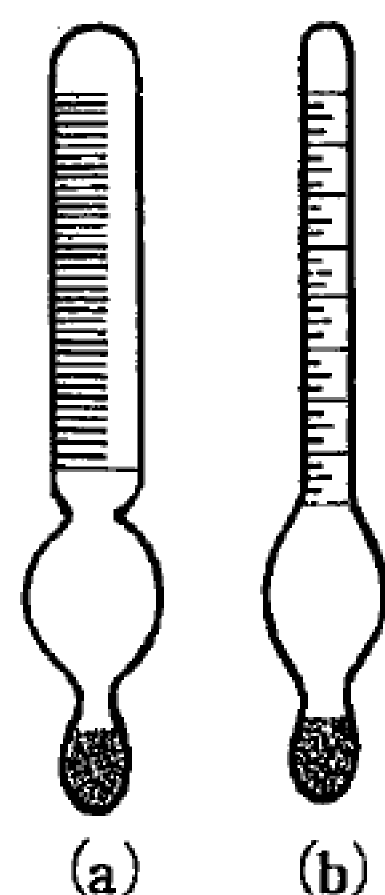


圖 9－111

用於較水輕之液體者，如前，選一玻璃管，將其內入微量之水銀，令能置於水90％食鹽10％之溶液中，恰沒至管之最下部，如圖9－111(*b*)，命其處爲0度，次置之清水中，則沒入部分較前增多，命其

接水面之處爲 10 度，將其間 10 等分之，準是刻至上端，卽得。設取此比重計置於醚中，沒至 56 度，則此醚謂爲有玻美比重計 56度之密度，預以其度畫與液體密度之關係列一表，查表卽可求得其液之密度。

【玻璃】(Glass)

尋常玻璃（又稱鈉石灰玻璃或軟玻璃）約含鈉 10%、鈣 5%、鋁 1%，其餘成分爲矽及氧。是由鋁矽酸根四面體架所構成，並有鈉離子、鈣離子和小型錯離子嵌於其間。

玻璃的導熱性能不好，拿一根細長的玻璃棒，把一端放在酒精燈上加熱，不需多少時間，這一端就會燒得發紅，甚至會熔解；而此時另一端卻並不燙手，這就是證明。

絕大多數物體受熱都發生膨脹。玻璃當然也不例外。把熱水注入玻璃杯中，由於杯的厚薄不同，可能發生的結果也不同。如果把熱水注入厚的玻璃杯中，因玻璃的導熱性能較差，首先受熱部分未能迅速將熱傳播開去，致各方受熱不均匀，而突然受熱的部分（也就是熱水首先接觸的部分），膨脹特別厲害，周圍各部分卻不膨脹或僅稍微膨脹，形成對該部分的障礙。這樣，一部分要膨脹，另一部分不膨脹，杯子就會發生破裂了。這就是厚玻璃杯遇熱易於裂破的原因，如果把熱水注入薄玻璃杯中，因爲薄的緣故熱較易傳播開去，各部分受熱容易達到均匀，也易於同時發生膨脹，所以杯子不易發生破裂。厚薄不匀的玻璃杯，當注入熱水時也甚易發生破裂。

水銀溫度計受熱時，玻璃管內的水銀膨脹而直線上升，這是我們看到的表面現象。其實，受熱時玻璃管首先發生膨脹，管內水銀柱的高度反而微微地下降，直至水銀更熱時才開始膨脹而上升，所以我們看到的不是水銀的眞實膨脹，而是水銀的眞實膨脹減去了玻璃管的膨脹。但水銀的受熱膨脹比玻璃顯著得多，在同樣條件下，水銀的膨脹約爲玻璃的10至15倍，水銀的膨脹率大，玻璃管的膨脹率小，後者對於前者可以忽

略，通常就以水銀的膨脹爲準。水銀是液體，它的受熱膨脹是體積的膨脹，但受著玻璃管的限制，所以水銀溫度計裏的水銀總是受熱後直線上升，而不作横的擴張。

玻璃雖然在通常的感覺是固體，實際在正常情況下卻是無結晶性的規則結構。它沒有適當的熔點，這和石英岩鹽及金屬等熟知的晶體不同。金屬不斷的加熱，到某一溫度時它們會突然變成液體，但加熱玻璃時，和牛油一樣，愈來愈軟，雖然最後會成液體並可流動，但它並未在某特別的溫度時發生突然的變化。因此一些專家們拒絕稱呼玻璃及這類物質爲固體，而視之爲黏滯性（*viscosity*）極強的液體。長玻璃棒，若水平地支持住其兩端，在室溫下會逐漸因其本身的重量而緩慢地下彎，亦即因本身的重量慢慢流動。

光學玻璃或製成薄片，須沿三因次切割成各種透鏡所需之小平片，或製成厚片約爲所需之厚度，則僅須切割成方塊或所需之約略形象的透鏡或稜鏡。顯然最後形狀須爲準備工作之最小量，且對所企望光學部分足夠製造上之所需。

但因光學玻璃片爲玻璃製造者大量供應，須略加分別之。所謂玻璃塊厚約1吋的 $\frac{1}{4}$，片或四方片可用金剛石或鋼滾輪玻璃切割器切割之。輕敲下側至裂開，且沿桌邊將不齊之切割處敲去。

對於厚片，可用強力切割鋸，具一銅刀身再供給金剛砂（*carborundum*）及水，玻璃置於穩妥的位置上，銅刀身便沿欲切割之線開剖。

另外方法乃使用切割機，此機用一直徑約8至10吋之軟鐵片圓盤聯接於一短軸，彷彿一車牀的回轉部承軸（*head - stock*）。短軸被轉動，每分鐘約500至600轉，切割盤之邊緣有小金剛石粒嵌在其中，而此機因之能很快的切割玻璃及更硬的物料。實際上，用此盤之底部浸在一木槽中，槽中盛有松節油或石蠟，故使全部表面均在工作中與之接觸。此機往往裝置若干機械以固持及引導玻璃去切割。

【玻璃上不反射之膜層】(Non-reflective film on glass)

當光線穿過任一光學系統總有一小部分入射光反射在每一空氣 - 玻璃表面上，且若表面之數甚大 (例如用一具有十面空氣 - 玻璃表面的地上望遠鏡)，被反射而損失之光可能高達總入射光線的三分之一。此乃與吸收在玻璃中光線之損失無關。損失之光線量乃在仔細磨光玻璃表面上在正入射處所反射者，用夫累涅爾 (*Fresnel*) 式，得：

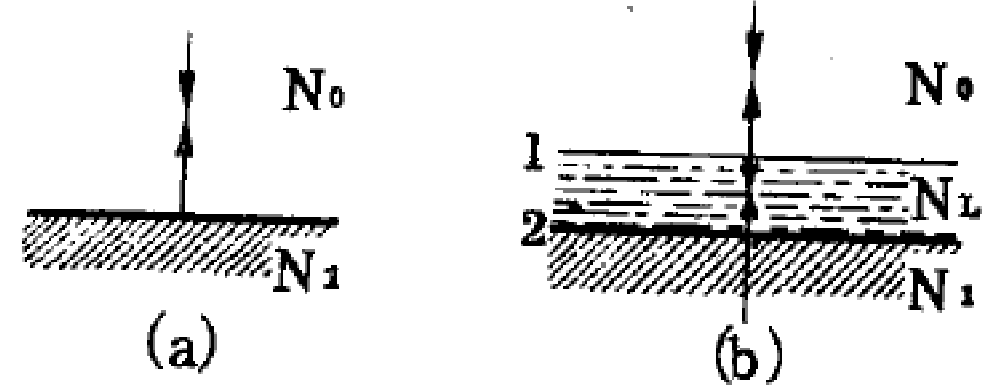


圖 9 — 112

$$\left(\frac{N_1-N_0}{N_1+N_0}\right)^2$$

此處N_0 爲第一介質之折射率，N_1爲第二介質之折射率如圖 9 —112(*a*)，故由 4 %至 7 %，爲任何一空氣 - 玻璃表面而端視玻璃之爲冕牌或質密火石而定。此關係式對於入射角達 20 °時亦均正確。

若今有一金屬薄層或膜有正確之折射率，置於玻璃表面上，則反射之光可大爲減縮。可顯示所用薄膜之正確折射率可爲N_0 及N_1 乘積之平方根，即

$$N_{(層)L}=\sqrt{N_0\times N_1}$$

因此若玻璃之$N_1 = 1.65$ ，而要求薄膜層之折射率爲 1.28 。再引用夫累涅爾關係式至表面 1 及 2 (圖 9 — 112(*b*)) 則得

在第一表面上

$$\left(\frac{N_L-N_0}{N_L+N_0}\right)^2=\left(\frac{1.28-1}{1.28+1}\right)^2=0.015 \text{ 或反射損失 } 1.5\%$$

在第二表面上

$$\left(\frac{N_1-N_L}{N_1+N_L}\right)^2=\left(\frac{1.65-1.28}{2.93}\right)^2=0.016 \text{ 或反射損失 } 1.6\%$$

故反射之總損失爲 3.1 %。然則，無薄膜層

$$\text{損失}=\left(\frac{1.65-1}{2.65}\right)^2=0.060 \text{ 或 } 6\%$$

故顯然插入一適當反射率的金屬膜層則反射之損失將減少一半。

此方法之第二種及更重要的部分是安排的非反射膜爲一適當的厚度，因就此措施被反射之光可被干涉而減除且透射之光增加。

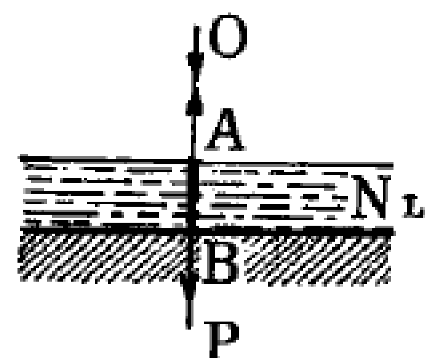


圖 9－113

參考圖 9－113 ，一部分入射光將反射在 A 上，且在進入膜層後更有一部分將反射在 B 上。在方向 AO 內此等兩條穿過之光柱路程差數爲 $2AB \times N_L$，且就所產生之干涉論，此量應等於 $\lambda / 2$。

故欲在方向 AO 中無光線損失，AB 層之厚度應爲 $\lambda / (2 \times 2 \times N_L) = \lambda / 5$，此處 $N_L = 1.28$。

對於在 BP 方向的光線，在 B 處反射之部分光柱的延緩，以及再至 A 上，然後再返往 BP 方向，故爲

$$2AB \times N_L = 2N_L \cdot \lambda / 5$$

且因僅在 B 點有 $\lambda / 2$ 之相變（在此場合不在 A 上），此光線將再增強。

因此並無光線因反射而損失，而透射光線將增多。

實際上，並無 $N_L = 1.28$ 之物質可安置在一玻璃表面上，故只有覓取最接近的使用情形。現在，冰晶石（*cryolite*）即氟化鋁之 $N_D = 1.36$ 及氟化鎂均已使用，此等膜層可用高度眞空揮發澱積一層；氟化物粉末在眞空（10^{-4} *mmHg*）中電熱蒸發，且凝聚在一玻璃質膜層中在任何直接暴露在光源中相當冷的表面上。估計一非反射膜層之厚度可由其白光的反射，及觀察所產生的干涉色而求得。因零反射之波長移動經過可見光譜，反射之光變成橘黃、紫、藍及綠，或依序之干涉色。對視覺工作有關的光學工具膜層的顏色應當用紫紅色（*purple*）表示最大透射在黃－綠中，而對於照相工作的光學組成一般需要橘黃色。

【玻璃之光學常數】（Optical constant of glass）

欲設計透鏡及光學系統首先要知道所需玻璃之折射率要求全光譜之若干量波長。公認的有C線（$\lambda=6,563\ \mathring{A}$氫）、$D$線（$\lambda=5,893\ \mathring{A}$鈉）、$F$線（$\lambda=4,861\ \mathring{A}$氫）及$G'$線（$\lambda=4,341\ \mathring{A}$氫）。玻璃尚有其他特殊的光譜，即謂色散（$N_F-N_C$）、部分色散（$N_D-N_C$）、（$N_F-N_D$）、（$N_C-N_F$），且$v$之值爲

$$\frac{N_D-1}{N_F-N_C}$$

此乃色散率（*dispersive power*）之倒數。

有時部分色散與平均色散之每個比值爲：

$$\frac{N_D-N_C}{N_F-N_C}$$

對所有前述數量，其數學值在光學計算上甚重要，故須正確瞭解。可用一 60 度玻璃透鏡測定此等數，且可用分光計爲之。又使用蒲夫立西折射計（*Pulfrich refractomer*）之場合，則僅須將欲測樣品之直角兩面磨光。

【玻璃式電子管】（Glass-type tube）

管泡屬玻璃型者。

【玻璃絕緣子】（Glass insulator）

接收或發射天線常用玻璃爲絕緣子。

【界面張力】（Boundary tension）

一般兩種液體之接觸面有一定之界面張力，此值之測定常用液滴重量法。即於較輕液體中滴入較重液滴，但若於較重液體中滴入較輕液滴時，可用如圖 9－114 所示之多南（*Donnan*）滴量管。或用毛細管法，即將毛細管立於二液體相接面，測定其境界面在毛細管中所升高之高度。下表爲兩液體互相飽和時之界面張力值。

兩液體間之界面張力

液　　體	溫度（°C）	界面張力（達因／厘米）
水—苯	20	35.00
水—甲苯	25	36.1
水—四氯化碳	20	45.0
水—二硫化碳	20	48.36
水—氯仿	20	32.80
水—乙醚	20	10.70
水—己烷	20	51.10
水—水銀	20	375
乙醇—水銀	20	364
苯—水銀	20	357.2
二硫化碳—甲醇	18	1.1
二硫化碳—水銀	20	336

一般言之，液體間之界面張力等於各液體對空氣表面張力之差。但因一般其兩液體成互相飽和狀態，故與各液體在純粹狀態時之表面張力稍有出入。尤其是水中，稍有其他有機物溶解，則其表面張力降低甚大。如純水之表面張力爲 73 達因／厘米，乙醚之飽和水溶液爲 28 達因／厘米。

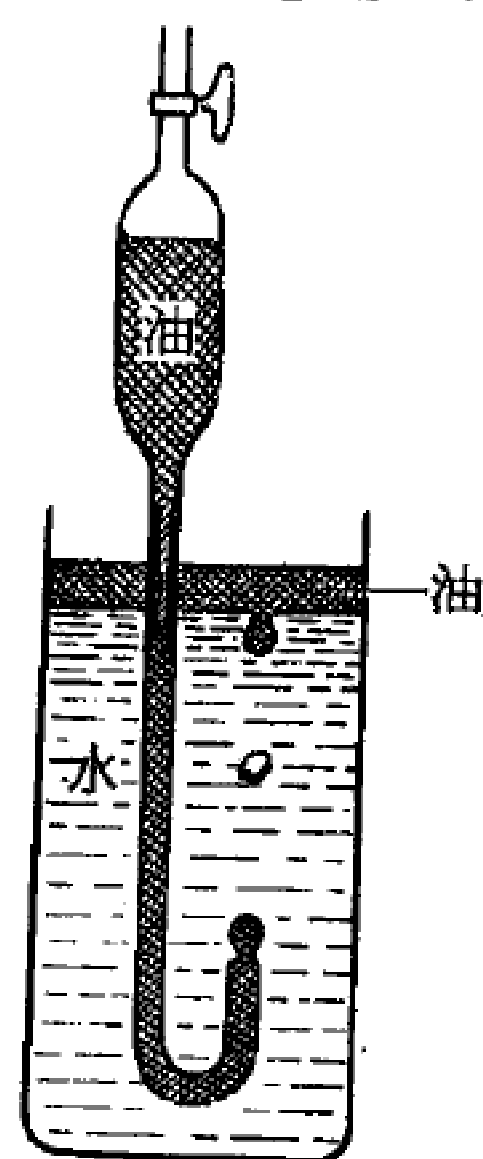


圖 9—114

因液體間互相之溶解度隨溫度而異，故界面張力亦因溫度而變。當兩液體可以任意組成完全混合時，其界面張力值爲 0。例如水與酚在 68.8 °C 時，完全互相溶解，故於此溫度下之界面張力爲 0，如下表所示。

水與酚之界面張力

溫度 (°C)	表面張力 水層（達因/厘米）	表面張力 酚層（達因/厘米）	界面張力 （達因/厘米）
0	41.479	41.865	0.386
20	39.880	40.220	0.340
40	38.582	38.836	0.254
60	36.700	36.730	0.030

一般若兩相之界面帶電時，其界面張力亦受影響。

【秋分日】（Autumnal equinox day）

太陽通過秋分點的日子，約在九月二十三日前後。太陽是在赤道的正上方，日出在正東方，日沒在正西方，晝夜長相同。

參閱“春分點（*Vernal equinox*）”條。

【秋分點】（Autumnal equinox）

詳閱“春分點（*Vernal equinox*）”條。

【秒】（Second）

簡記爲*sec*，是*C.G.S.*制的時間單位。根據國際天文學聯會（*International Astronomical Union*）所訂，以 1900 年之回歸年的1／31,556,925.975 爲一秒。回歸年就是地球連續二次通過春分所歷之時間區間，大概發生於每年的三月二十一日（圖 9－115）。一秒又可以被解釋爲平均太陽日的1／86,400，平均太陽日就是太陽連續二次正對地球上某一點所歷之時間區間，取一年的平均之值。但這一定義有它的缺點，因受潮汐（*tide*）影響，地球自轉的週期會遞減，使得這一單位也隨著漸起變化。因之，大家就任

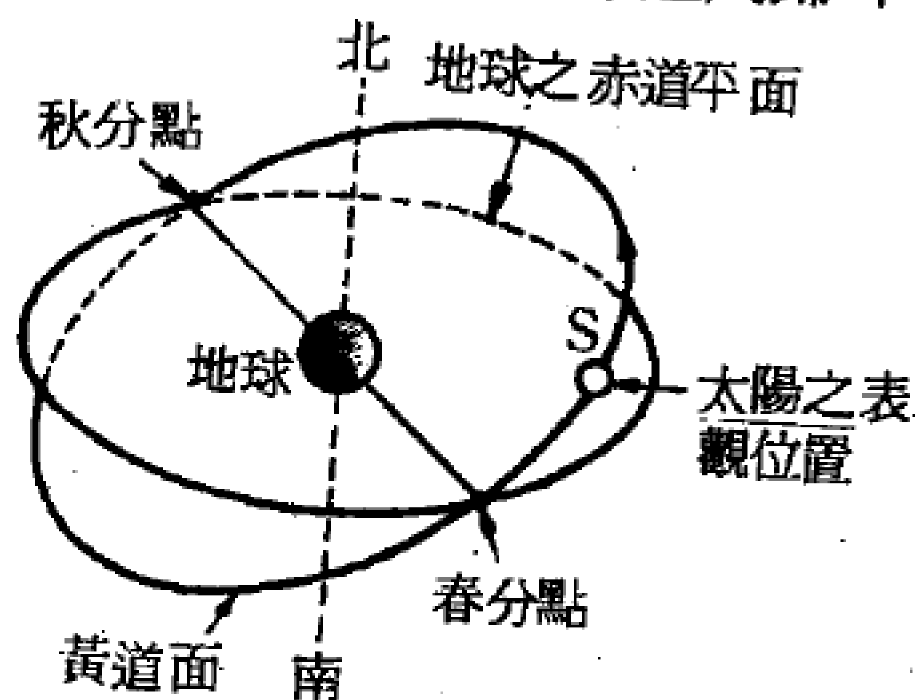


圖 9－115 回歸年的定義

意選定 1900 年訂定時間標準。

時間的單位也可以和原子的性質有關。例如氨（NH_3）的分子是氫原子在底部，氮原子在頂端的金字塔形（圖 9—116）。在圖中，氮原子有一對稱位置 N'，它與 $H-H-H$ 三點的距離相等，但在和 N 的位置相反的一旁。N 原子可以在此二平衡位置之間以一固定的週期振動。於是秒可定義爲 N 原子在此振動情況下振動 2.378588×10^{10} 次所需的時間。基於這個原理，第一個原子鐘由美國國家標準局於 1948 年製成。以後其他物質也曾被試用當作原子鐘的材料。

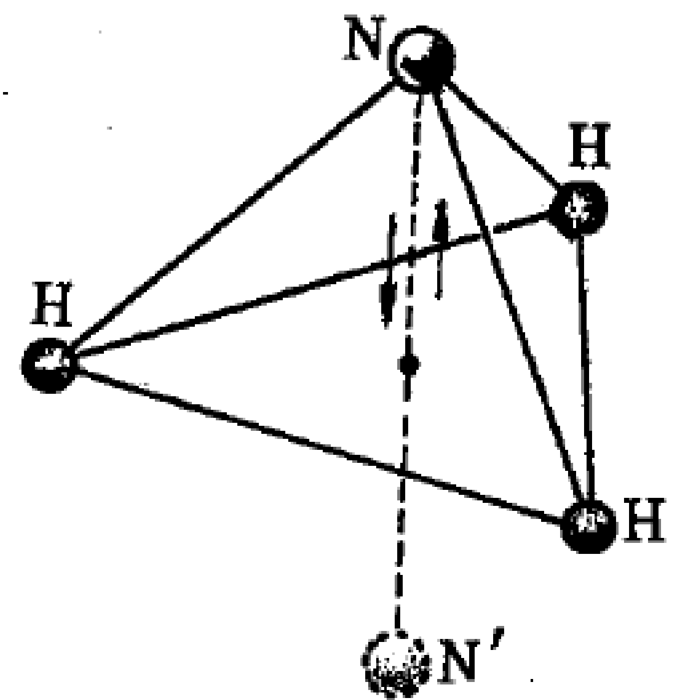


圖 9—116
在氨分子中氮原子在兩對稱位置間之振盪

【秒差距】（Parsec）

天文上距離的單位，如一個天文單位張 1 秒之弧，爲 3.26 光年（*light year*）。

因星球距離很大，乃用兩個長度的新單位。其一爲秒差距乃爲地球半徑對向角爲一秒（弧）的距離：

1 秒差距（*psc*）= 星球視差爲一秒之弧的距離

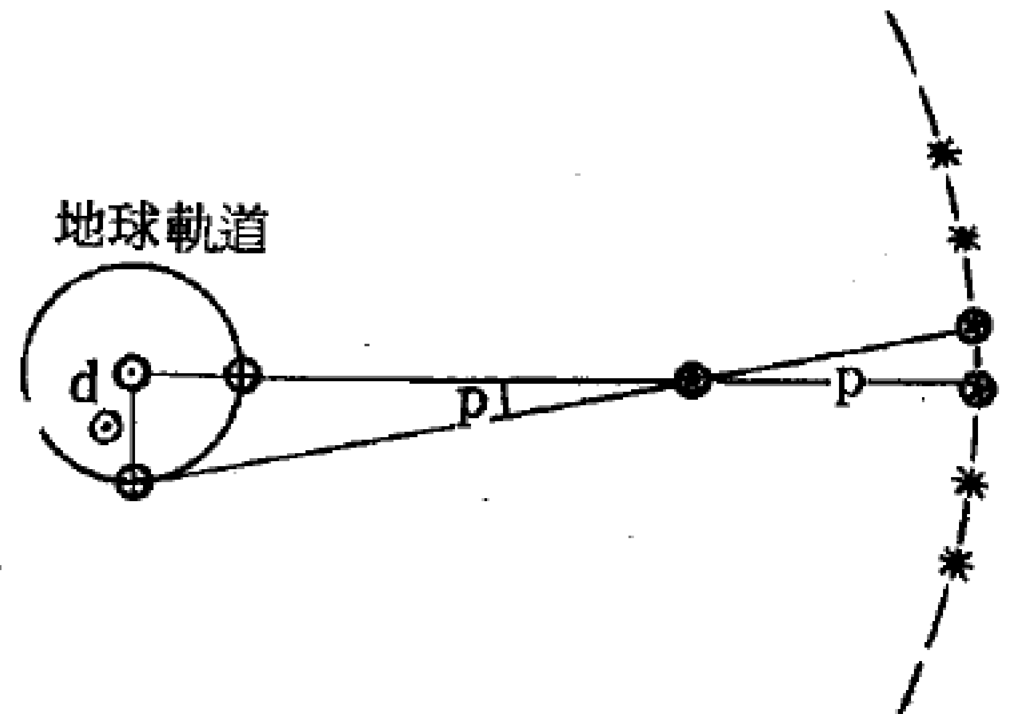


圖 9—117　半人馬星座球視差

這距離以公里表示時的比例如下：

$$\frac{1}{(360\times60'\times60'')} = \frac{1.5\times10^{8}}{2\pi d psc}$$

即　　$1psc = 3.1\times10^{13}km$

於是半人馬星座（*α Centauri*）的距離用 *psc* 表示之，如圖 9—117 爲

$$d = \frac{4.1\times10^{13}}{3.1\times10^{13}} = 1.3psc$$

由此定義可知，視差爲一弧秒的星，則此星乃爲在一 psc 的距離處。如星球的視差爲 $\frac{1''}{2}$ 即 0.5″，則此星爲在2psc處。一般可以下式表示之：

$$d\ (\text{以}\ psc\ \text{表示}) = \frac{1}{p''}$$

半人馬座α星：

$$d = \frac{1}{0.751''} = 1.3psc$$

【秒擺】(Seconds pendulum)

所謂秒擺，是一種半次振動即需時 1 秒鐘之擺；這也就是說，一次完全的振動就需時 2 秒。因此就秒擺而言，結果遂爲$T = 2$秒，$f = 1/2$赫茲。秒擺的長度約爲 1 米，這也就是由懸掛點到擺錘中心之距離；如在柏林作較準確的計算時，此項擺長應爲 0.99424 米。

【穿透計】(Penetrometer)

一種簡單的裝置，用以測量一束X光或其他輻射的穿透本領，可由比較穿透不同吸收體的程度而定。

【穿透機率】(Penetration probability)

謂粒子穿過位能障的可能率。

【穿越波】(Transmission wave)

如圖 9－118，細線表示繩 1，粗線表示繩 2，如果在開始的時候，一個波是從 $z = -\infty$由繩 1 傳過來的，過了相當的時間後，繩 2 上面也會有波。在繩 2 上的波，可看成是由繩 1 上的波穿過來的，稱爲穿越波；很顯然地，它只包含向 $z = +\infty$傳去的波，而沒有反射波。

因爲$\Psi_1(0, t) = \Psi_2(0, t)$

故 $$\Psi_2(0, t) = \Psi_1(0, t) = (1 + R_{12}) A\cos\omega t$$

因爲$\Psi_2(z, t)$ 亦爲行進波，故在點 z 的波動函數值$\Psi_2(z, t)$應與 $z = 0$點在時間 $t - \frac{z}{v_2}$ 之位移$\Psi(0, t - \frac{z}{v_2})$相等。故

$$\Psi_2(z, t) = (1 + R_{12}) A\cos\omega(t - \frac{z}{v_2})$$

$$=\Psi_2(0, t-\frac{z}{v_2})$$

即
$$\Psi_2(z, t)=T_{12}A\cos(k_2z-\omega t)$$
$$T_{12}=1+R_{12}, v_2=\text{相速度}=\frac{\omega}{k_2} \quad (1)$$

v_2 爲在繩 2 上的相速度，由（1）式可看出穿越波的頻率與入射波的相同，但因速度已變爲 $v_2=\sqrt{\frac{T_2}{\rho_2}}$，所以波長改變，也就是說波形改變了，$T_{12}$ 稱爲穿越係數（*transmission coefficient*），因爲反射係數 R_{12} 爲

$$-1\leq R_{12}\leq 1$$

所以 $0\leq T_{12}\leq 2$

圖9－118表示著一個脈動波經過兩個不同性質的繩子的交點時，其反射波與穿越波的表現。

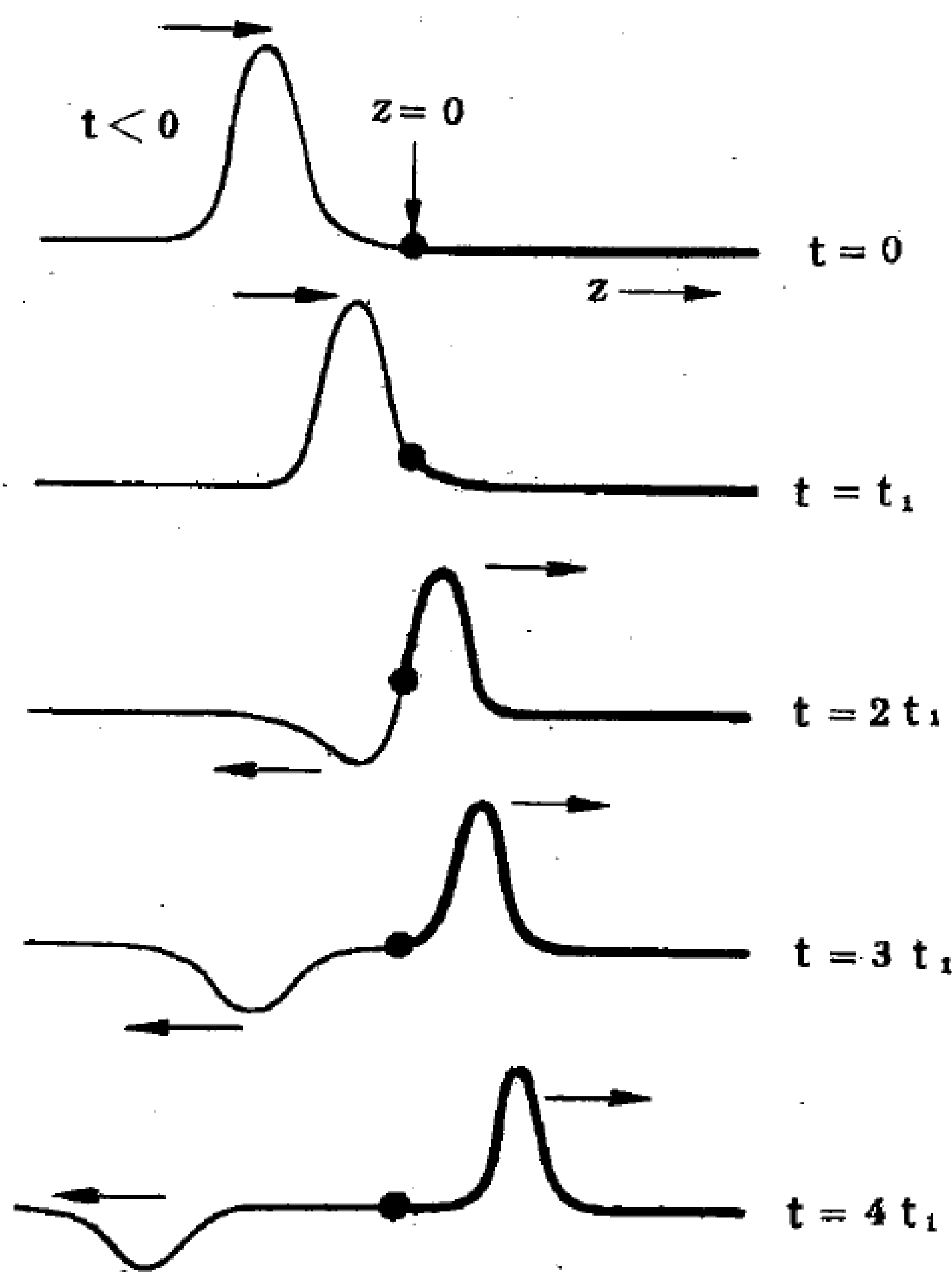


圖 9－118
波動遇到介質交界面時，所產生的反射波與穿越波，細線表示繩1，粗線表示繩2。

【突波】（Surge）

當一供給電壓加在電路上，其電流或電壓有霎時之突變者。

【突流】（Rush current）

衝擊電流是迅速衝來的。

【紅外光照相法】（Infrared photography）

利用紅外光所具的熱能，可以使底片感光，據此用以照相的方法。

【紅外線】（Infrared rays）

紅外線係於1800 年，英國天文學家赫協爾(*William Herschel*) 用三稜鏡的分光作用探討光譜的熱效應時所發現的。紅外線是眼睛看不到的一種射線，波長較紅光更長，其範圍在7,800～340,000 Å之間，上接微波，下接可見光，此部分感光程度(即化學作用)最弱，但熱作用最強，故又名熱線(*heat ray*)，屬於電磁波的一種。

赫協爾發現紅外線之初，完全不清楚這種射線和光到底是不是同一回事，當時的他，還自以爲發現了一種新型的輻射呢！及至 1923 年，才完全確定了紅外線和所有的色光一樣地是一種電磁波。首先，在1834年，佛貝士(*Forbes*) 證明紅外線和普通色光一樣的可以偏振(*polarization*)。1837年，佛科(*Foucault*)又從干涉作用求出了近紅外線的波長。1865年，馬克士威(*Maxwell*)在理論上證明了電磁波的存在，並且說光波也就是某些波長的電磁波。1887 年，赫茲(*Hertz*)在實驗室裏，正式導出了電磁波來，並且證明它們的前進速度和偏振作用，完全跟光波一樣。最後，到了 1923 年，尼可士(*Nichols*)和提爾(*Tear*) 利用類似赫茲所用的小型火花震盪器成功地做出波長 220 微米的遠紅外線，至此乃完全地證明了紅外線輻射係屬電磁波。最長的紅外線是由盧本斯(*Rubens*)和貝弗爾(*Baever*) 二人於水銀蒸氣燈的射線中所發現的，其波長可至 343 微米。

其折射率甚小，且僅能穿過特製之玻璃。紅外線的能量極易爲空氣分子及水蒸氣吸收，故射程極短。任何物體在冰點以上都有熱氣散發，其熱量便是紅外線能量的表現。圖 9 — 119 爲紅外線能量與其頻率的關係曲線。

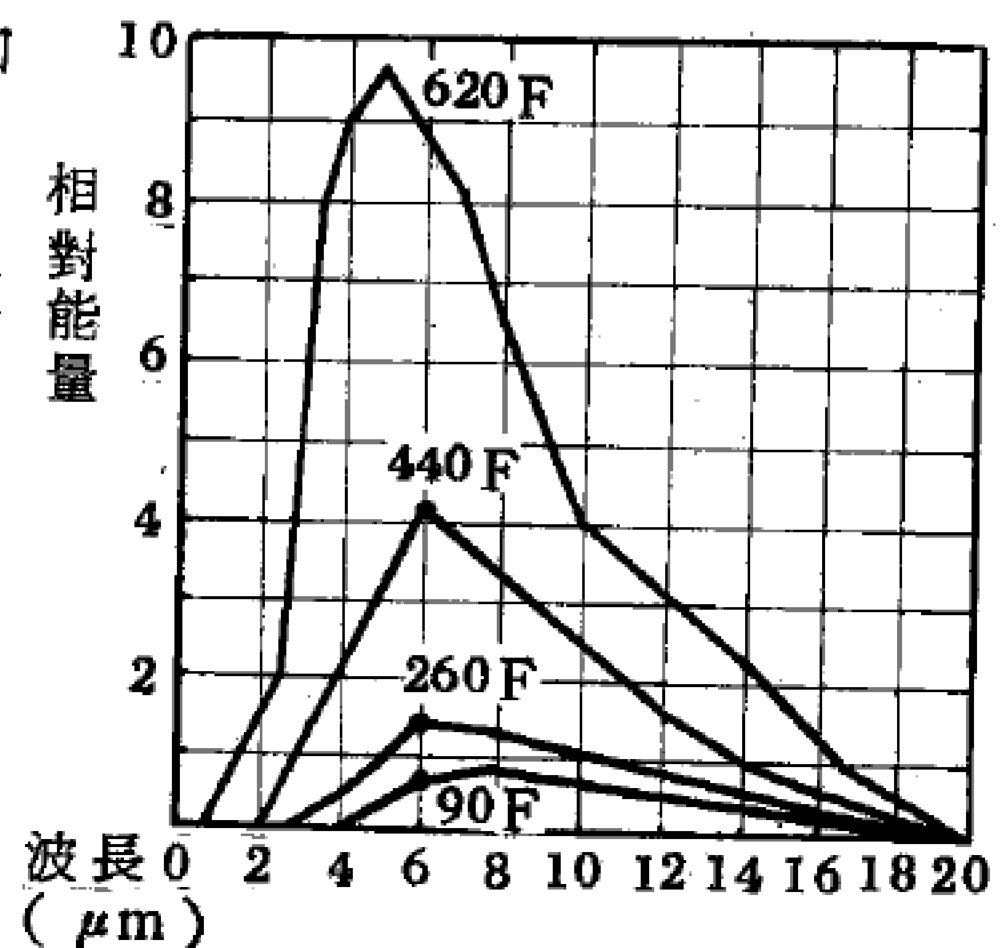


圖 9 — 119
紅外線能量頻譜

紅外線的輻射強度（ w ）以每平方公尺瓦特計。下列公式表示其關係：

$$w = \delta T^4$$

式中 δ 爲一常數，其值爲 5.7×10^{-8} 。T 爲絕對溫度（ °C + 273 °）。不同的物質各有不同的紅外線光譜，由其光譜的反射，即可測得其相對溫度。

硫化鉛對紅外線有高度敏感性，故能製成紅外線控制器。如圖9—120所示：紅外線經一特種玻璃製成的疊透鏡集焦後，射入檢測器（ *detector* ）部分， 透鏡和檢測器之間，由一轉動的遮光器間斷地遮蔽光源，檢測器中便能感生一相應的交流脈衝電壓，此電壓由遮光器的構造而能與紅外線輻射強度成正比輸出的訊號。另外有一指示燈光源，同時爲遮光器控制而使一光電管產生同步訊號。兩種訊號經混合整流以後的直流輸出，便可用以控制指示器（ *indicator* ）或繼電器（ *relay* ），而操縱機械運動或作工業設備的自動控制。物體的運動愈快則熱量愈大，對紅外線的吸收量也愈大。

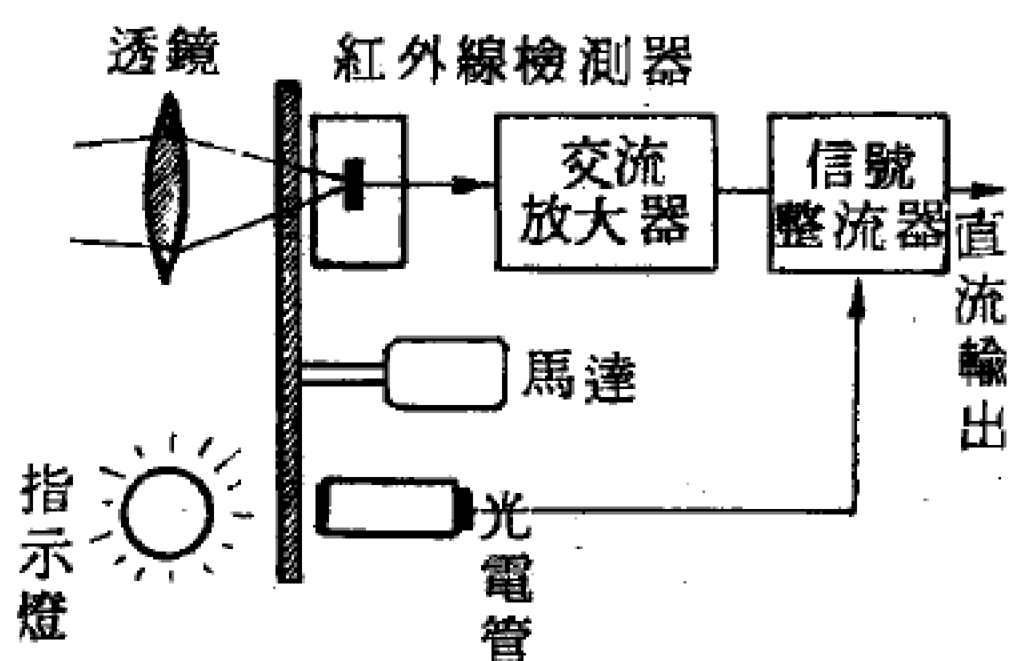


圖9—120 紅外線檢測器

1959 年金門砲戰中我空軍以 1 ： 39 的成績獲得震驚世界的勝利，即由紅外線控制的響尾蛇（ *sidewind* ） 飛彈的威力所致。電子工業中電晶體之焊接與積體電路之製造及化學工業中準確溫度之自動控制，夜射武器的目標觀測，以及火警安全及防盜警鈴俱可利用紅外線檢測器的功能。

紅外線因波長特長，故不會受到空氣中微細的塵埃之干擾，所以可利用紅外線照相。普通的照相底片是只能對肉眼看得見的可見光線感光，如採用紅外線用底片（塗有對紅外線敏感的色素的底片），則能清晰照出被雲霧所遮住遠方的景物，可應用於由飛機上照地面的景物或拍攝

天體相片等。

【紅外線光譜】(Infrared rays spectrum)

第一個紅外線光譜是在 1840 年由赫協爾 (*Sir John F. W. Herschel*)—— 紅外線發現者之子所發現的。他用一個很巧妙的方法，從塗黑的紙上蒸發酒精，得到了太陽光譜近紅外線部分的記錄；並且證明其中至少含有三段不相連接的區域。四十年後，蘭格里 (*Langley*) 公佈了他極佳的太陽光譜圖，並且發現吸收帶重疊在太陽連續光譜之中。經過了帕申 (*F. Paschen*)、艾斯克拿斯 (*E. Aschkinass*) 和其他研究人員的努力，用水蒸氣和二氧化碳，在 1890 年左右終於識別出這些光帶。而後埃司傳 (*K. J. Angstrom*) 證實了由相同原子所組成的不同氣體 (例如一氧化碳) 具有不相同的紅外線吸收光譜；由此可知紅外線光譜是和分子性質有關，而與原子性質無關。

此項事實從研究有機化合物 (主要是由碳及氫原子構成) 而得到更進一步的證明。有機化學紅外線光譜學這方面的先鋒：艾柏尼 (*W. de W. Abney*) 及費斯汀 (*E. R. Festing*) 等人曾用對高到 1.3 微米波長仍然很靈敏的照相板，不幸的是在這區域他們所能觀察到的僅是存在於 2.7 微米以上的基本 $C-H$ 振動之組合頻率及泛音。但是這種限制終於被朱利爾斯 (*W. H. Julius*) 所克服了，他用岩鹽稜鏡和測輻射熱計把所能觀察到光譜擴展到 10 微米左右。在這時期對有機化合物紅外線光譜作最廣泛研究的是庫柏蘭茲 (*W. W. Coblentz*)，也由於他的努力替構造分子光譜學奠定了良好的基礎。分子光譜學這門學問是在 1920 年左右經由萊扣特 (*J. Lecomte*) 等人的努力而發展出來的。

紅外線光譜學的特性，對於有機化學家而言是極有價值的；因為可用它來辨認化合物中的分子群。特別是以下幾種：$C-C$ (烷類)、$C=C$ (烯類)、$C=C$ (芳香系類)、$C\equiv C$、$C-H$ (在不同的配置中)、$C=O$、$C\equiv N$、$O-H$、$N=H_2$ 及其他等等。如果用基本分

析法或原子光譜學，則只能指出上述幾種元素的存在（如C、H、O及N），但使用紅外線光譜學就能得到化合物中分子構造的明確線索；所以能夠如此是因為紅外線光子的能量相當低，不足以使組成原子產生電子激動，但可以激起原子或原子團產生振動或轉動。

紅外線光譜在物質三態（固態、液態、氣態）中都能觀察到。在氣態時，分子有足夠的空間可以同時轉動及振動，所以產生複雜的振動-轉動帶。在液態時，分子仍然能夠相當自由的振動，但它們的轉動就被限制了，所以光譜也單純些。在固態時，限制就更嚴格了，但是在分子晶體中，分子間僅有微弱的結合，所以特性群體的振動仍能產生。在比較強結合的晶體中（例如離子晶體），則當整個晶格都發生振動時才有振動出現，這就產生了強色散帶。吸收現象是觀察氣體或液體光譜最好的方法。在固體中，吸收現象相當強，所以必須作成細小顆粒並與某種透明的稀釋物（溴化鉀或聚乙烯粉末）混合使用，或者可利用折射現象來獲得強吸收性固體的光譜。在有機化合物紅外線光譜學中，幾乎都不用放射，因為所需用的高溫會毀壞要研究的群體。當然，氣體的光譜可以利用在紅外線中的放射（例如在火焰中或放電時）來研究。從熾熱的無機固體中產生光譜射線也同樣可用來研究它們的熱性質。

研究分析紅外線光譜得知紅外線波長從10^{-3}米到7.8×10^{-7}米（或7,800 $\mathring{A}$），頻率從3×10^{11}赫茲到4×10^{14}赫茲，這個範圍分成三段：遠梢紅外線（*far infrared ray*），從10^{-3}米到3×10^{-5}米；中紅外線（*middle infrared ray*），從3×10^{-5}米到3×10^{-6}米；及近梢紅外線（*near infrared ray*），約延至7.8×10^{-7}米。這些波是由分子及熱物體所產生的，其在工業、醫學及天文學上等應用甚多。

【紅外線光譜學】（Infrared spectroscopy）

紅外線（簡記 *i.r.*）是一種電磁波，其範圍自可見光（波長為

7,800 Å；0.78μ ）到微波（波長＝0.1 厘米），也就是其波數（ $1/\lambda=\bar{\nu}$ ）自 13,000～10 厘米$^{-1}$ 。通常將之分爲三區：可見光（13,000～8,500 厘米$^{-1}$），近梢紅外線（至 200 厘米$^{-1}$ ）及遠梢紅外線（至 10 厘米$^{-1}$ ）。可見光我們可以使用特製的感光底片記錄。近梢紅外線，可以利用 LiF製成的稜鏡（至 2,000 厘米$^{-1}$ ）或$NaCl$ 稜鏡（至 650 厘米$^{-1}$ ）或CsI 稜鏡（至 200 厘米$^{-1}$ ）記錄。至於遠梢紅外線則要利用光柵（ *grating* ）觀察。

紅外線光譜儀所採用的光源及探測器（ *detectors* ），每隨使用的光強度、光波長及探測靈敏度而不同。最常用的光源爲涅恩斯特（ *Nernst* ）燈絲，是一種稀土金屬氧化物，光度最強處的波數約在 6,000 厘米$^{-1}$ 附近，超過 200 厘米$^{-1}$ 時，光度甚弱。最常使用的探測器爲熱電偶輻射熱測定計（ *bolometer* ）。至於其他特殊的探測器，例如光導性的硫化鉛（ PbS ）等也視需要而常使用。一般言之，紅外線攝譜儀所量度的光波範圍相當廣泛。紅外線光譜學，在研究分子構造，或研究固態物質的光學性質等用處極大。

【紅外線振動光譜】（ Infrared vibration bands ）

分子帶譜之一，其譜帶的頻率在近梢紅外線（*near infrared ray*）區域，是由分子振動而放射或吸收光子所形成。此光譜包含單一的譜帶稱爲基帶（ *fundamental band* ），較厚的物質則出現第二帶（ *second band* ）、第三帶（ *third band* ）等，其頻率可用

$$\nu = an - bn^2 + cn^3 \qquad n = 1,2,3\cdots$$

表示，式中a、b及c均爲常數，且$a \gg b \gg c$。若以高鑑別率儀器分析，則每一帶均劈裂爲一系列的譜線，任一帶譜線的頻率可用下式表示：

$$\nu = c + dm + em^2 + gm^3$$

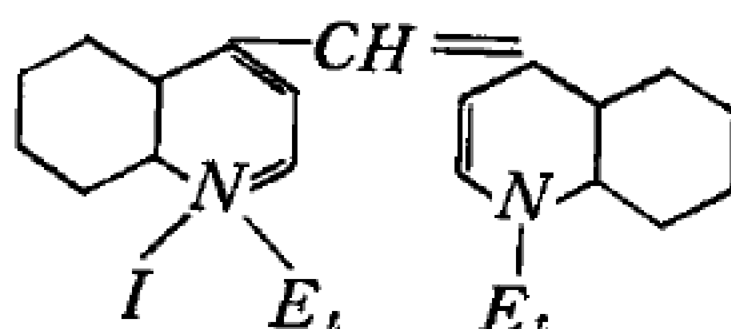
式中c、d、e及g均屬常數，且g常被忽略。$m=1,2,3,\cdots$的線系形成R支（ *R - branch* ），$m=-1,-2,-3,\cdots$的線系形

成P支（*P - branch*）。

【紅外線照相】（ Infrared rays photograph ）

使用紅外線照相，是由赫協爾所做另外的觀察而開始的。他發現：用可見光黑化的印刷紙，如暴露在紅外線輻射下，則可能被部分漂白。爲了研究這效應，艾柏尼（*W. de W. Abney*）改進一種特別的膠質乳劑，它對波長爲1.3微米的紅外線很靈敏，但這種技術很難重做故不常使用。就目前所知，紅外線照相主要是利用靈敏的染料。

所有用來擴展溴化銀乳劑靈敏度的染料，都是有機喹啉的衍生物（*organic base quindine*），這類有機物的最簡單化合物是藍色氰化物染料，它的分子式是



這兩個喹啉鹽基用一個CH團相聯；這氰化物在0.61微米時有最大靈敏度。二氰化物（*dicyanine*）和氰化氮用包含三個CH團的橋相聯，其最高靈敏度在0.71微米（紅色），且使乳劑的靈敏度維持到1微米。二碳氰化物有五個CH團，其最高靈敏度在0.94微米，而五碳氰化物的頂峯則在1.05微米。當我們研究這些化合物的透射光譜時，發現它們最強的吸收帶，幾乎和最高靈敏度重合。我們仍不明白染料爲何會把它所吸收的能量傳到溴化銀晶體，這種現象如果沒有染料是不會發生的。染料分子愈大，則所吸收的波長愈大，也就是對紅外線更靈敏。商業上實用的紅外線靈敏軟片，隨波長限制而有不同的形式。目前能達到的最大波長爲1.35微米。

雖然這範圍僅能達到近梢紅外線區域，但用在照相技術上仍有很多優點。由於紅外線能穿透地上霾氣，故它的最大用途是遠距離照相（空中偵測和地形勘察）。然而紅外線不能穿透濃霧，故仍受限制。紅外線風景

照有很不平常的顏色出現，這在偵測是容許的。脫落性的樹葉在紅外線正板上顯現白光的事實，在伍德（*R．W．Wood*）的實驗中首先被發現。這通常被解釋爲：葉綠素對紅外線來說是透明的，因此葉子的內部組織就能反射紅外線。然而，我們亦發現用白光照射時，葉子能發射很強的"近梢紅外線"輻射。

紅外線照相在天文學和天體物理學上很有發展餘地。金星大氣層有二氧化碳存在的證據，首先即用紅外線攝得此行星反射太陽的光譜而獲取。同樣的方法也被應用到其他行星上。

除了上述醫學和工業的應用外，紅外線照相在不同的檢波工作上也頗有名氣。它也被用來檢驗僞造藝術品；幫助解釋一些被好奇者所修改而難讀的原始稿本；或者一些燒焦的文件。在犯罪學上它用來檢驗塗改的契據和護照，揭露指紋和血型等。所有這些應用都是基於染料和色素對可見光或紅外線光譜不同的吸收和反射性質。

【紅外線導引】（ **Infrared guidance** ）

紅外線導引系統係以天體發射之紅外線爲導引之根據。並以光電裝置將紅外線轉變爲伏特數（電壓），這些電壓經擴大之後被用作太空船導引系統之導引命令。

【紅外線燈光】（ **Infrared light** ）

有兩類如圖 9－121，*PS*型爲普通燈泡型，*R*型爲牽牛花型，內面有鍍鋁面的反射鏡。醫療用的燈泡則使用紅色玻璃以減弱可視光線。燈絲爲比普通燈泡粗大的雙線圈型燈絲。

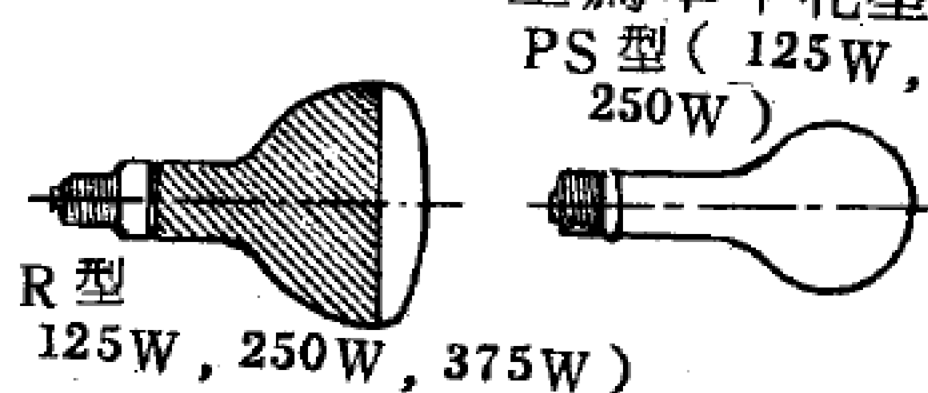


圖 9－121　紅外線燈泡

普通燈泡因其電力的60～70％將變爲紅外線，也可當做紅外線光源，不過特別稱爲紅外線光源的燈泡，則如圖9－122，其輻射能的最大值比普通燈泡還靠近波長較長的部分。瓦特數爲 125 的倍數，有 125 *W*，250 *W*，375 *W*，500 *W*等，壽命普

通為5,000小時。

可用於分光計近梢紅外線的連續光源，乾燥用，暖房用等。最近有把鎢絲封入於石英玻璃管的紅外線燈泡，可防止由氧化引起的斷線情形，並擴大紅外線放射面積。

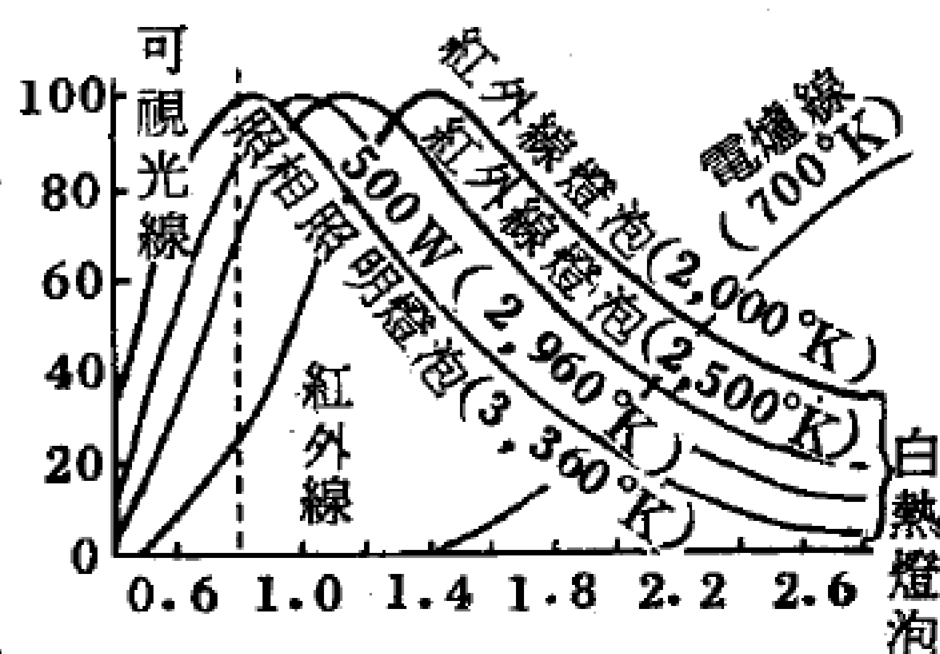


圖 9 — 122
各紅外線光源的光譜

【紅外線輻射】(Infrared radiation)

紅外線為電磁波之一種，故紅外線輻射係一種電磁輻射，其係在可見光之紅端以外，故為目力所不及，在波系列上介於0.75微米及1,000微米之間，並包括整個輻射熱波(*radiant heat waves*)在內。

當物體非常熱(白熱)它輻射出可見光譜中所有的光；當它只是適度的熱(例如沸水的溫度下)它不發任何可見的光(暗室中無法看見一滿壺的沸水)，但是它發射紅外線輻射。

有一個簡單的規則可以瞭解物體受熱時輻射線變化的通性：物體愈熱，短波長部分愈重要。例如高度氧化的鐵板於溫度為300°*C* 時在暗中無法看見，所有的輻射都是紅外線。當其加熱至大約500°*C* 時，輻射光譜的邊緣延至紅光的區域，一部分可見的紅光亦包含在內，此時鐵為微弱的紅熱，繼續加熱則輻射光譜的可見光不斷增加，鐵板變成橘紅再變成黃熱，最後甚至還發出些許的藍光；雖然它發射的光遠比陽光為紅，我們仍說此時鐵板為白熱。上述情形中能量大多在紅外線，最大的能量逐漸趨近可見光。嚴格地說鐵板並不是黑體，只是其加熱後的變化近於黑體，同太陽一樣的完全輻射體發出的輻射能大多數在可見光的黃色部分，比它更熱的物體可能會在藍色部分。

【紅外線輻射計】(Infrared rays radiometer)

在許多情況下我們必須量取某處的溫度，但就物理觀點這些地方是

不可進入的，例如爐子的內部以及遙遠行星的表面等。那就必須使用輻射高溫計來解決這種困難了。典型的高溫計都被限制在“可見”光所對應的溫度範圍內，通常為 700 °C 以上，但是用紅外線偵測器來代替時，就可測量到較低的溫度了。

首先使用紅外線輻射計的是天文學家們，在 1869 年，羅斯(*Rosse*)爵士曾經使用直徑 6 吋的強光輻射望遠鏡來偵測月亮輻射的熱效應。1881 年蘭格里(*Langley*)把測輻射熱計帶到惠特尼(*Whitney*)山的頂峯(高 14,495 呎)，以決定地球所吸收的太陽輻射量。以後(1884 — 1887 年)蘭格里和威利(*F. W. Very*)發現了月亮輻射的長波部分，並確定其為月亮所固有的熱輻射，以與其反射太陽輻射相區別。此外，他們也注意到了，當月蝕時月亮表面急速冷卻的現象。天文學上的輻射計在 1930 年左右由比特(*E. Pettit*)和尼克遜(*S. B. Nicholson*)在維森(*Wilson*)觀測臺發展完成，用來決定月球的表面溫度，以及火星、水星的表面溫度。金星的溫度曾經由庫柏蘭茲(*Coblentz*)和藍倫(*Lampland*)所決定，約 50 °C；但現在知道確實溫度要高得多，約 200 °C(這資料是在 1962 年十月十四日，水手二號太空船飛經金星表面 22,000 哩處時，用微波輻射計所測得的)。

紅外線輻射計是怎樣操作的呢？輻射計光學系統通常經過平面鏡系統，使影像形成於偵檢器。物體的輻射強度為 $W = \epsilon\sigma T^4$，而影像的被照強度，根據

$$W_i = \epsilon\sigma T^4 \rho D^2 / 4f^2$$

偵檢器所吸收的功率產生一訊號電壓，此電位為 $V = r_0 W_i A$，r_0 為偵檢器的反應度，A 為有效面積。由所測得的訊號電壓，可以計算出物體的溫度：

$$T^4 = CV / \epsilon \qquad (1)$$

此處 $C = 4f^2 / \sigma\rho D^2 r_0 A$ 係一僅含儀器參數和史特凡、波玆曼常數

(*Stefan-Boltzmann constant*) σ 的一個固定值。此儀器的常數C可以由一已知溫度爲 T_b 的參考黑體來決定。因爲此時 $\epsilon_b = 1$ ，得到了 $T_4 = CV_b$，V_b 爲相對應偵檢器所得到的電壓數。所以（1）式可寫成：

$$T = T_b \left(V / \epsilon V_b \right)^{\frac{1}{4}}$$

上式提供了一個操作的模型，已經成爲一般商用紅外線輻射計所採用的標準特徵。根據圖 9－123，由物體傳送的輻射線路徑中，週期性的介入一削波器。使偵檢的訊號一會兒黑體輻射，一會兒爲物體的影像。由偵檢器所得的交流訊號經放大後，由一同步整流器轉變的直流電位正變於此兩訊號之差。黑體的溫度可調整到使外輸訊號爲 0，則物體的有效溫度就等於黑體的溫度。黑體的溫度係由一個與它相接觸的熱偶來量度，用這種方法，輻射計可以連續地對照參考黑體來定刻劃，因此輻射計就可以得到和偵檢器以及電工裝置參數毫無關連的準確數了。

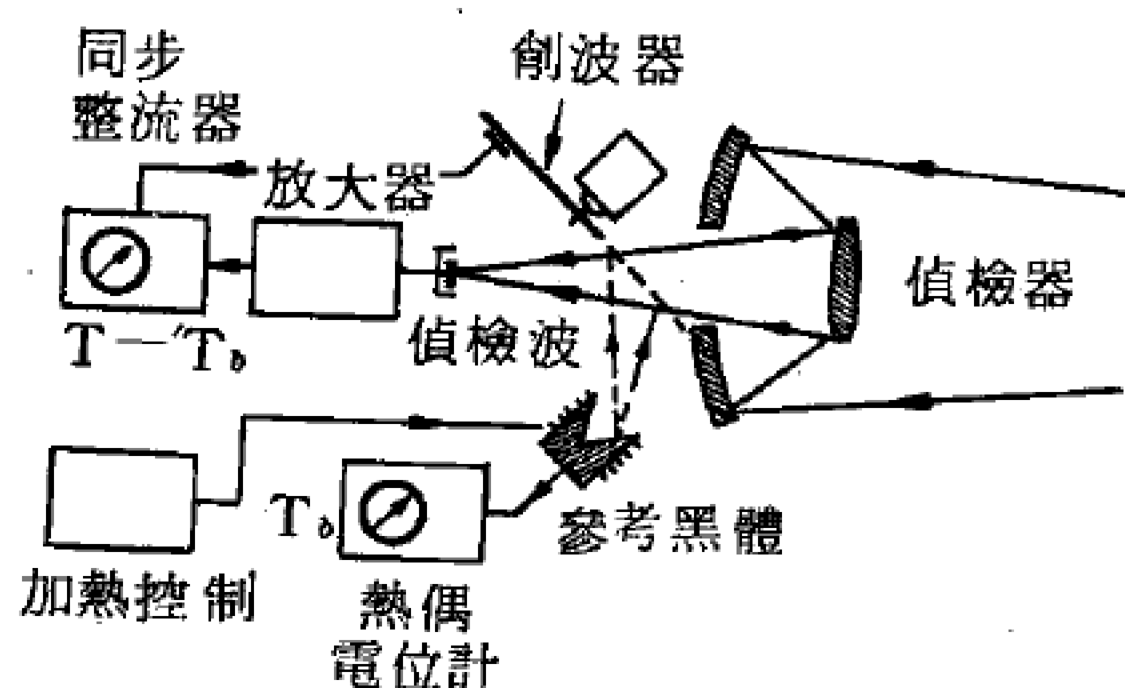


圖 9 — 123　紅外線輻射計

由於輻射計的讀數，只在物體的放射度 $\epsilon = 1$ 時，才可以求出物體的眞正溫度。假若 $\epsilon \neq 1$ ，而 ϵ 爲可知，我們仍可以將觀察所得的有效溫度除以 $\epsilon^{\frac{1}{4}}$ 而得到實際的溫度。物體的 ϵ 值必須知道，爲一般輻射高溫計的嚴重難題。幸運的是實際量度大部分物體的放射度均接近於 1，所以對此值的修正極微。

甚至在物體的放射度不知道的情況下，仍然可以決定出物體的確實溫度，只要我們量度物體發射的光譜強度，而不量度總發射強度，實際上由兩波長所量得輻射強度的比值，只和一特定溫度的等溫線相吻合。

這方法在目前是所謂“二色”高溫計經常使用的。此兩波長可以使用紅外線濾器來選擇，接收器則反覆地分別受到此兩光束的照射。

濾光器甚至在簡單的輻射計中還有一個重要的功用，就是消除外界圍繞的輻射。因為太陽輻射被物體表面反射的，可能超過物體本身發出來的那些我們想要量度的輻射。只要物體的溫度小於太陽的溫度，物體所發的光只限於長波的紅外線區域，而太陽光則近於紅外線及在可見光區域內。鍺大約在 1.8 微米以下的短波均被截斷，提供了一種將此兩區域分離的極有效的濾光器。干涉儀濾光器適用於其他波段，因此有極好的選擇。

【紅外線輻射感受器】(Infrared radiation sensors)

和骎射(*maser*)、雷射(*laser*)同，要在低溫下進行，因在常溫時，它們的效率會被熱振動所影響而得相反的結果。

【紅外線檢測器】(Infrared detector)

僅次於眼睛，而吾人最熟知之檢測器為照相乾板，欲攝取眼睛無法看見之紅外線，或是由紅外線所造成之像，甚多的人在這方面做了種種的努力，嘗試著用什麼方法能使用眼睛看得到，玆將其代表性之例舉出如後：

1. 紅外線顯像器——1929 年吉魯尼想出了如圖 9－124 所示之裝置，

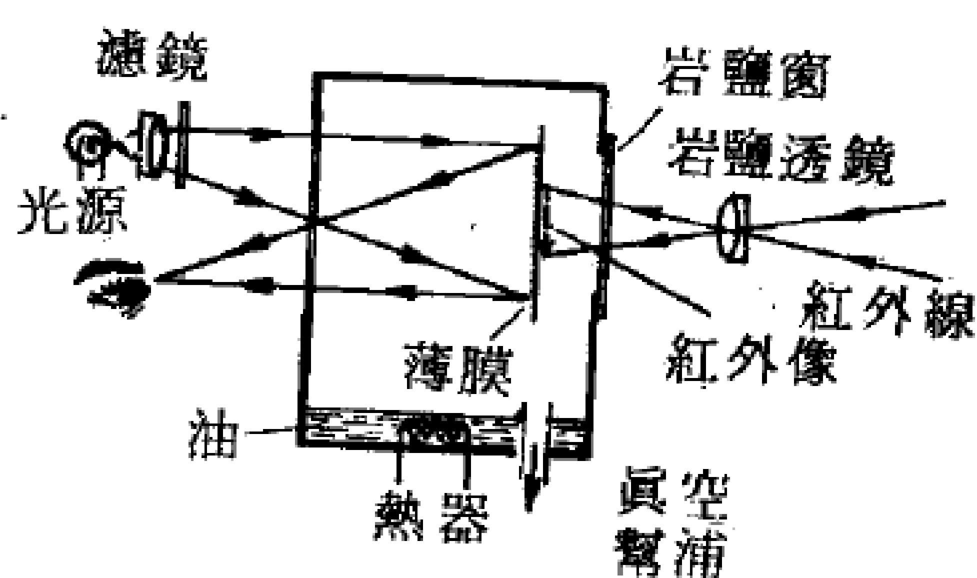


圖 9－124　紅外線顯像器

厚度為 0.1μ 以下之薄膜之片面，以鋁 (Al)、鋅 (Zn) 以及鉍 (Bi) 之煙層黑化，使易於吸收紅外線，再放入蠟油，置於箱中，箱內可以抽成眞空，並可以加熱，在邊側貼上岩鹽窗，使紅外線可以進入，另在對邊貼上玻璃窗使可以看得見薄膜。接著使用岩鹽透鏡，使外界之像可照在薄膜之上，影像上面紅外線之強弱，對應出膜而使其亦有不同之溫度。將箱中之油稍微溫熱，則箱內充滿了油之蒸氣，薄膜之表面亦會附有一層

薄的蠟油，其油層可由使箱溫熱之方法儘量作得很薄，再將此薄油層加上不透過紅外線之濾鏡，然後通過光源照射之，則可看到呈現出美麗之干涉色，油層對於紅外線之熱會蒸發之故，紅外線之影像亦因此對應，因而可看到干涉色之變化，由此而知，紅外線影像是可以被看得見的。利用這個方法，在 100公尺距離之人像，可見時間約為 8～10 秒，較周圍溫度高 15～20 °C之任何物體，皆可攝取到。

2.變像管——變像管乃是將紅外線之影像，變為可見光之影像，使能以肉眼直接看到之裝置。此裝置極為簡單，但是複雜而大的東西也在考慮之內，茲介紹如後：半導體因溫度的改變，對於光的吸收係數亦有所不同，例如無定形硒（Se），倘在鈉（Na）D射線附近時，隨著溫度之增加，其吸收能力亦增強，圖9－125為使用無定形硒之變像管，使外界之影像經過反射鏡，再使聚焦於用岩鹽窗所作之眞空箱中，箱中置放厚度約 1μ之硒膜，為了使岩鹽及對邊之膜面吸收更多之紅外線起見，另外將蒸鍍一層鉻（Cr）之薄膜，如圖所示，以鈉光燈照射而觀察之，發現受到紅外線照射過多之部分變暗。較少部分可以明顯看出，較室溫高 60 °之開水當可清晰看到，人之頭部約可呈現 0.5秒。

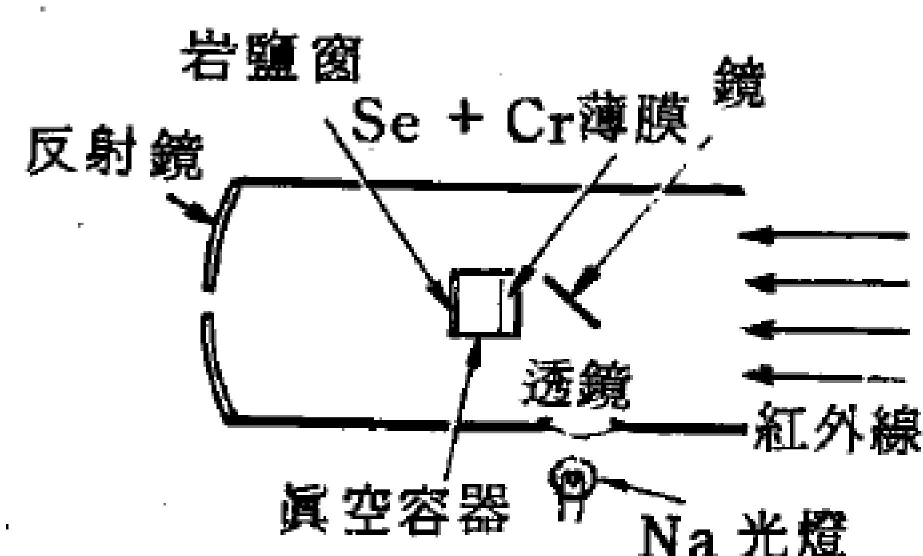


圖 9 — 125　變像管

以上所舉之例不過是紅外線照相裝置中的初步東西，最近已有極為精巧之紅外線照相機，但是這些東西如由紅外線領域來看，其所佔據的位置亦不過僅限於很小的一個部分而已，能夠檢測出來的東西，所必須之溫度可能要很高，非較背景高過 10度不可，然而最感困難之點乃是太耗費時間，因此是否還有感度較佳，對於較長波長之紅外線可以感覺，且在短時間可以測出之儀器？茲將檢測器所應具備之條件，以及根本上之特性敘述如下：

當檢測器受到紅外線照射時，到底有什麼變化才能檢測出其開始輸出量，檢測器被紅外線照到，其輸出並非達到一個相當大之強度，而是到某一定值之後即呈平衡狀態；接著將光遮斷時，最初急遽而漸漸緩慢地，減少了其輸出電阻，最後到達零點，輸出由平衡狀態之值減少到 e^{-1} 之時間，與光照射時遮斷時間之反應，稱之爲衰減時間，兩者通常沒有多大差異，通稱爲時間常數，此爲測定能否迅速達成之重要項目。紅外線照相多以靜止物體爲物像，時間長一點亦不在乎，但是對於溫度有變化，位置也時常變更之物體，則時間常數較大之檢測器，即無用武之地；因此，有必要將檢測器之體積儘可能縮小以及將熱容量變小，前述之紅外線顯像器及變像管，不論如何都使用甚小之薄膜以及特殊之材料，其道理即在於此。若能將時間常數變小，另有其他有用之性質；倘以紅外線持續照射時間常數小之檢測器以觀測其頻率，檢測器因可應答出同樣之頻率，因此只要有適當之頻率（例如5週以上），此輸出即可用電子管使之增幅，從而可在短時間內，亦可將情況攝取。紅外線爲熱輻射之現象既如前述，由於檢測器周圍之溫度變化影響到輸出，因此測定頗有困難。這種溫度變化倒是相當緩慢，所以採用了使光繼續照射之方法時，周圍溫度之變化對於測定就沒有多大之關係。總之，時間常數小之檢測器非常重要，不過如果是時間常數儘管小了，而輸出仍很小時，測定還是有困難。因此，倒不是說非選擇輸出大之物質不可，而是選擇使感度能夠增加之物質那才是必要的。

由檢測器測出之能的最低限度，可以決定出各種雜音，導體內部由於電子做著像無規運動（*random motion*）之運動，其結果使電子分佈並非同樣均勻，導體兩端間因此產生起電力，此現象稱之爲強生雜音或稱之爲熱雜音（*agitation noise*），其起電力之開方平均值如下：

$$N=(4KTR\,\Delta f)^{\frac{1}{2}}$$

在此 K 爲波茲曼常數，T 爲絕對溫度，R 爲電阻，Δf 爲欲測定增幅系

統之頻率，亦即雜音在溫度較低、電阻較小、Δf儘可能狹窄之情況時可以減至最小，但是欲使溫度到達絕對零度來使用是不可能的。R愈小時，欲使頻率增幅不太容易；Δf在狹窄時，對於測定所必要之時間上也不太好處理，故欲使強生雜音完全防止是不可能的。

亦有檢測器加上偏壓來使用的，在這種情形時電阻體中有電流存在，而且紅外線可以f週來放射，其相互作用爲$\frac{1}{f}$之比例，並且也會產生與電流成比例之雜音，即所謂之$\frac{1}{f}$雜音，或稱電流雜音。

使用半導體之檢測器，吸收紅外線光子之電子會移到傳導帶，然後殘留正孔，這些正孔又可被其他電子所掩蓋，由於電子掩蓋之後又殘留正孔之故，如此這般產生繼續不斷之同一過程，因此產生甚多之載子（傳送電的東西如電子、正孔等），同時也發生此等東西之再結合，上述現象之發生並不規則，爲產生雜音之原因，稱之爲發生載子，或稱再結合雜音（gr雜音）。

其他雜音稱之爲光子雜音，爲由光源所發生之光即含有之雜音。也有稱爲溫度雜音者，就是隨伴溫度之變化而使檢測器物質的物理常數發生變化者。

誠如上述，雜音有很多種，通常可由使用檢測器之種類，大致可以決定出會有那種雜音產生，這一類雜音輸出通常包括在紅外線輸出信號內。所以如果入射光弱至雜音輸出之下，則無法測出入射光與雜音輸出同樣之輸出時的入射光強度，稱之爲雜音等價光量（NEP），或稱之爲檢測器感度亦可。從理論方面計算NEP，知道檢測器受光面之大小A與增幅器之頻率Δf乘積之平方根成比例之故，如欲比較多數檢測器之性質時，可使用如下之方法表示，所得之值愈大，則性能較優。

$$D=(1/NEP)\sqrt{A\cdot\Delta f}$$

知道了檢測器性質之各種要素，緊接著將現在使用而感度良好之代

表性例子列舉如後；檢測器因產生輸出之原因不同，可以分別爲光子檢測器及熱性檢測器兩大類：

1.光子檢測器——此爲使用半導體而最近發展很快之檢測器，圖9—126(*a*)乃是將硫化鉛薄膜予以眞空蒸鍍，能夠用光來照射它之裝置。(*b*)爲置放少許金（*Au*）於鍺（*Ge*）之中，所製出單結晶，用做感光體，當受到紅外線照射時，不管硫化鉛（*PbS*）或是鍺之結晶，它的電導度都會發生變化，能夠將此種變化檢驗出來的，即所謂之光電導管、電流及*gr*雜音，可以支配雜音之發生，由於半導體所具之特性，倘溫度降至最低溫時，可將其感度延伸至長的波長，因此將它設計成可以冷卻之程度，又光子檢測器之波長依存性甚強，*PbS*在常溫約至2.5μ，77°*K*時亦不過到3.5μ。*Ge*+*Au*在77°*K*時，以7.1μ 尙可感知，同樣單結晶型之*Ge*+*Zn* 則可至40μ，光子檢測器之特長爲時間常數甚小，多數在1,000週時，即使將光切斷，仍可反應出來，*D*大致爲$10^8 cm(cps)^{\frac{1}{2}}$／*watt*，*NEP*爲$10^{-13}$～$10^{-14}$ *watt*。

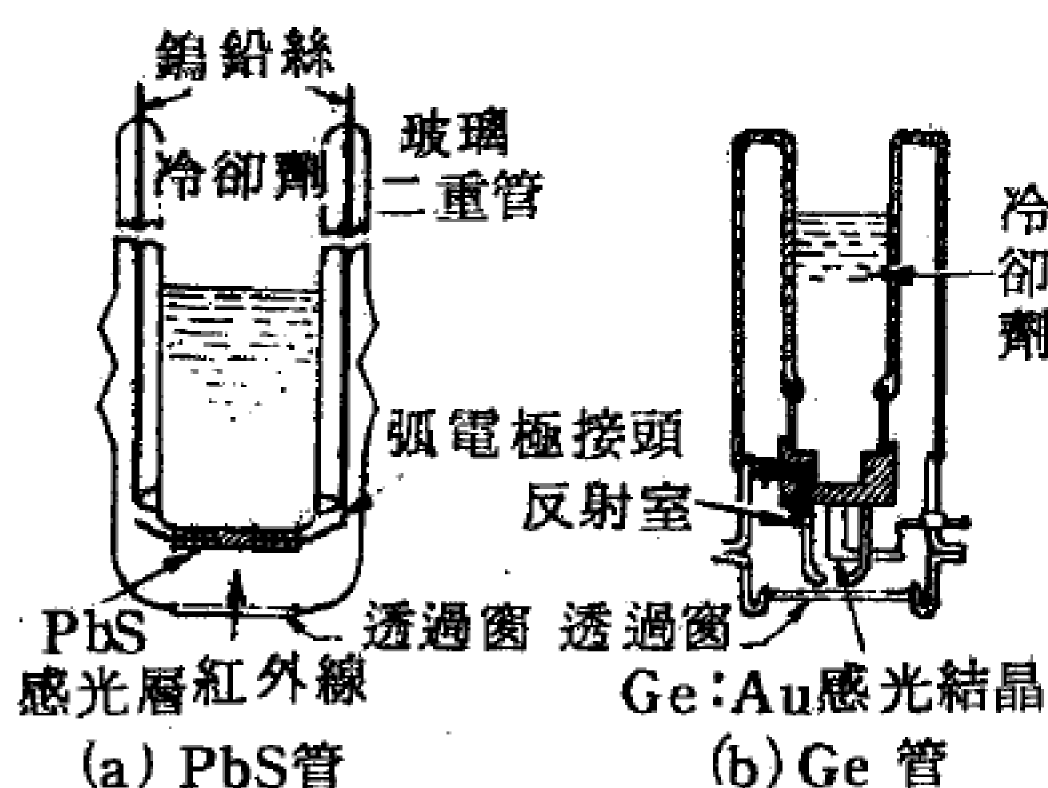


圖 9 — 126 光電導管

2.熱性檢測器——此檢測器自古即被採用，絕大部分之紅外線研究多由此法發展過來的，以紅外線照射不同金屬之接合處，使它們的溫度增加，利用其熱起電力之變化者稱爲熱電偶；產生電阻變化者稱爲輻射熱測定計（*bolometer*），利用氣體壓力之變化者稱爲熱膨脹輻射儀，但都是利用紅外線之熱效應。如果沒有波長依存性，理論上來說，無論怎樣長的波長都能使用，但是熱電偶以及輻射熱測定計之受光面，如果不是很小其感度都不太好，所以在遠梢紅外線區域，波長長而光甚弱之情況下，差不多不用這兩種檢測器，比較起來新的熱膨脹輻射儀其受

光面較廣大，因此在遠梢紅外線區域多採用它，圖9－127爲熱膨脹輻射儀之原理圖，吸收膜被紅外線照熱，然後傳遞給中間之被冷卻過之氣體，因爲膨脹的緣故使壓力增加，接著折射性反射膜因而鼓起，使另由其他光學系統傳送到的光線之反射方向發生甚大之變化，反射光方向所增加之分，則由光電管來受取，這種的組合裝置就是所謂之熱膨脹輻射儀。其受光面約爲6 mm^2，配性雜音，在熱電偶以及熱電阻輻射計時爲強生雜音，熱膨脹輻射儀爲溫度雜音，其最小檢測量亦即雜音等價光量，通常等於10^{-10} *watt*。時間常數在熱電偶及熱電阻輻射計時爲0.03 秒左右，熱膨脹輻射儀爲0.01秒以下。

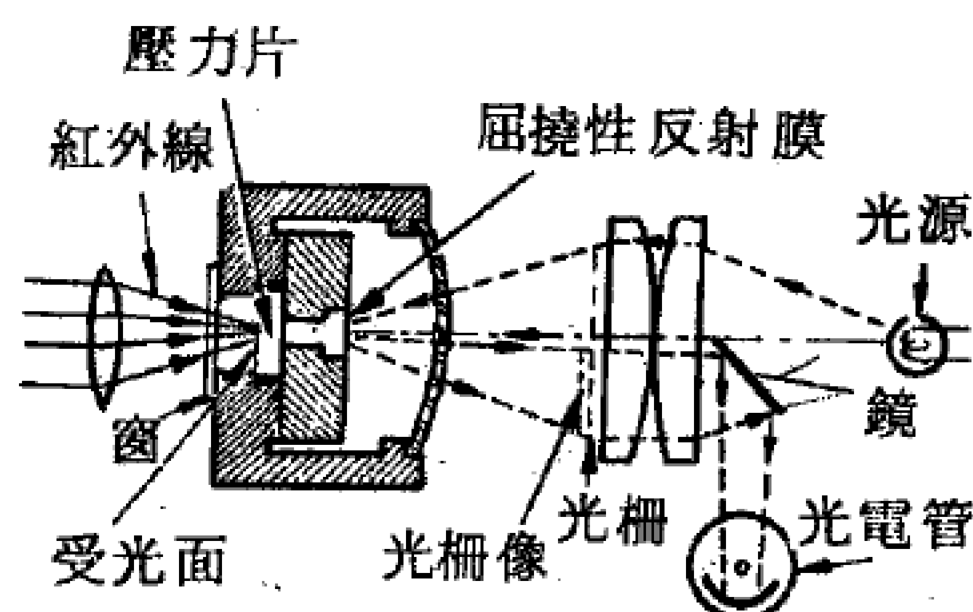


圖9－127
熱膨脹輻射儀之原理圖

紅外線檢測器的應用範圍很廣，在軍事上更有重大價值，譬如飛機、飛彈均有極高的溫度，發出的紅外線強度極大，利用紅外線檢測器在數百哩外即可遙測出這些物體。

【紅向移動】(Red shift)

關於各個島宇宙(*island universes*) 向後遁走的現象，是將它們所發出的光線加以分析後始找出證據加以證實的。從一個遠處的島宇宙中所發出來的光線，經分光鏡析光後，即成爲明暗相間的光帶，其形式與一靜止光源所發的光線完全相似。可是每一光帶卻都很有系統地向光譜的紅色端點移轉。這一移轉的距離，則與一島宇宙向後倒退的速率成正比，這種現象稱爲紅向移動。此與我們日常習知的聲源前進或後退時音響品質即有變更的現象頗相類似。任何一個人，如果曾經在鐵路交叉點上停留過的話，一定會注意到，當火車行近時，汽笛的音調似有增高，而當火車遠離時，汽笛的音調即有降低。這種現象是因爲火車行近時，所發音響的波長爲音源的前進運動所壓縮而減短，因此音調增高。當

火車遠離時，波長漸次伸延而拉長，因而音調變低。同樣的情形，如果光源漸次行近，則光波被壓縮，而移往波長較短的一方，即紫色一方，如果光源漸次遠離，則光被拉長而移往波長較長的一方，即紅色一方。因此可以得知，外層空間中的各個島宇宙都在遠離我們而去。

1928 年間史賴佛和赫伯（*Slipher & Hubble*）用望遠鏡來觀測那些新發現的星雲（*nebula*），發現一件奇怪的事實。這些星雲的光譜或多或少都有紅向移動的現象，即其譜線較我們實驗室裏觀測到的譜線波長爲長（顏色較紅）。而且在同一星雲的光譜裏，每根譜線波長增長的程度（$\Delta\lambda$）和其原來的波長 λ 成正比，不但如此，赫伯在比較了幾十個星雲之後，發覺 $\Delta\lambda$ 除了和原來的波長成正比之外，還和該星雲與我們的距離成正比，而且每個 $\Delta\lambda$ 都是正值，換句話說，只有紅位移而無藍位移。從 1928 年到 1936 年，赫伯和他的助手們，把所有當時用 100 吋望遠鏡看得見的星雲（距離一直到 50 萬萬光年）作一統計，歸納出一個表示紅位移的公式：

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = HR$$

其式子中 R 是星雲的距離，H 是比例常數（後人爲紀念赫伯名之曰赫伯常數）。

這個短短的公式，包含了十年觀測的精華，含義深邃。我們不嫌重複，把它的意義再歸納一遍：第一，從同一星雲發出的譜線，$\Delta\lambda$ 和 λ 成正比，換句話說，波長愈長，其位移也愈大。第二，$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ 和星雲與我們之間的距離成正比，即同樣一根譜線，從千萬光年遠星雲發出的，其位移十倍於從百萬光年遠星雲發出的。第三，$H \doteq 10^{-28}$／厘米是正值，故所有的“位移”都是紅的，換句話說，所有遠處星雲發出的譜線，其波長都是增加的而沒有減少的。這三項觀測的結論寫成算式，爲：(1) $\Delta\lambda \propto \lambda$，(2) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \propto R$，(3) $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} > 0$。合而爲一便是 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = HR$。

顯然，紅位移的產生絕非偶然，是什麼原因使得相距千萬光年互不相關的星球所發出來的譜線，產生服從同樣定律的波長位移？又是什麼物理作用，使得譜線的位移產生上述的三個現象呢？

這好像一個偵探故事，現場查勘發現了三條線索，理論天文學家就根據這三條線索去推究出幕後的眞兇。

要偵破一個案件，在按蛛絲馬跡步步追蹤之前，總要有一個基本的假設為出發點。關於紅位移的現象，我們姑且作一個至少表面上很合理的假設：同樣的元素在宇宙間任何一點都發出同樣的光譜。在這一個大前提下，目前的物理理論中，能夠產生使波長之位移與原來波長成正比（$\Delta\lambda\propto\lambda$）的結果的只有兩種現象，一種是都卜勒效應（*Doppler's effect*），就是當某一發光體和觀測者有相對運動時，觀測者所見波長λ'和發光體的波長λ之間的關係是$\lambda'=\lambda\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{\frac{1}{2}}/\left(1-\frac{v}{c}\cos\theta\right)$，當相對速度$v\ll c$時，就變成$\lambda'=\lambda\left(1+\frac{v}{c}\cos\theta\right)$，其中$\theta$是相對速度與觀測者及發光體連線之交角，若是漸漸遠離則$\theta=0$，λ'就等於$\lambda\left(1+\frac{v}{c}\right)$，就產生紅位移。反之，若漸漸趨近，則$\lambda'=\lambda\left(1-\frac{v}{c}\right)$就產生藍位移。除了都卜勒效應外，另外一個可能性是重力紅位移，當光波從一個重力場傳到另外一個重力場時，其波長會改變，而其改變的幅度與兩重力場場強之差別成正比。重力紅位移原是相對論導出的結果，其正統的解釋需要對相對論有相當的瞭解。我們在此姑且作一直覺的解釋，要知道光波原是光子組成，每顆光子有一定的能量，以光速飛舞前進（一束光線中光子的數目表示光的強度，而每顆光子所含的能量就表示光的頻率）它和光的波長成反比。既然光子含有能量，根據質能互等定律 $E=mc^2$，我們可以想像光子也有它象徵性的質量。當它從一個重力場逃離的時候，它也需要作功。因此根據能量不滅定理，在它逃離重力場之後本身的能量一定減低。

既然光子的“質量”和它的能量成正比，它因逃離重力場而作的功，也和它本身原有的能量成正比。因此，頻率的改變（亦即所含能量的改變）與其原有的頻率（亦即所含能量）成正比。舉一個例，當太陽光離開太陽表面而射到太空時，因爲太空間的重力場較太陽表面爲弱，光子所含能量因而減少，而使波長增加，此即所謂紅位移；但是當它從太空中落到地面時，因爲地心吸力的關係，它的波長又會減少，亦即藍位移。不過因爲地球表面的重力場較太陽表面爲弱，故其減少的程度遠不及其增加的程度。所以事實上即是我們日常可見的太陽光都是經過了重力紅位移的，只不過因爲太陽的重力場不夠強，所產生的紅位移，最精確的儀器也量不出來而已。另外一個因相對能而產生的效應“光行偏差”，即光線途徑因受重力場的影響而彎曲，也可以輕易的用光子的象徵質量來解釋：既然有質量，經過重力場時受重力吸引，其途徑自然彎曲。其實這兩個現象都是因爲曲面空間的關係，相對論中並不是光子有了質量，而是原來有質量的物質（例如太陽）改變了空間的曲度，因而影響到光子的能量和行徑。上述用光子象徵質量的解釋，可以幫助直覺了解，但據此計算的結果，光行偏差值只有根據廣義相對論算出來的值之一半。

重力位移雖然適合$\Delta\lambda \propto \lambda$這個條件，卻不能適合$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \propto R$和$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} > 0$這兩個條件。重力位移效果之強弱和重力場既成正比，現在愈遠的星雲其紅位移愈大，是不是愈遠的星雲就愈重呢？這顯然和種種觀測的現象衝突，因此紅位移的產生決不是由於星雲的重力場。還有一個可能的解釋，整個宇宙間處處充滿物質的，從遠處一個星雲發出的光子到達我們這兒，都要受到包含在以我們爲中心，以從我們到該發光星雲的距離爲半徑所構成圓球裏物質的吸引。愈遠來的光子所受吸引的影響也愈大。正好像在地球裏面丟顆彈子落向地球中心（假設有個地道），因爲地心引力，彈子會愈落愈快，而從離地心愈遠的地方拋的彈子，到地心

時跑得也就愈快。這個理論解釋了紅位移之大小和距離遠近成正比的現象。但是不能解釋 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}>0$，換句話說不能解釋紅位移的“紅”字。光子既受吸引應該增加能量，就好像彈子應該愈跑愈快，光子也應該愈走愈“藍”，怎麼會變紅呢？而且從已經知道的宇宙間物質密度來算，受重力而產生的位移也是微乎其微。因此，紅位移的現象是不能用重力位移來解釋的。

因此可以解釋紅位移的，只有都卜勒效應了，因為位移是紅的，所以所有的星雲都在遠離我們而去，因為愈遠的星雲紅位移的效應愈大，所以愈遠的星雲跑得就愈快，10^7 光年遠的星雲紅位移的比率 $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})$ 是 0.1%，速度是 3×10^7 厘米／秒，10^8 光年遠的星雲紅位移是 1%，速度就是 3×10^8 厘米／秒。

因此，天文學家推出了宇宙膨脹（*expantion of universes*）的理論，但是雖然在實驗室已經證實的物理定律領域內，宇宙膨脹是唯一能解釋紅位移現象的理論，這並不表示宇宙膨脹是絕對的事實；絕對的眞理只有宗教裏找得到，科學的眞理永遠不會是絕對的，永遠是有條件的（*conditional*）。

只要我們跳出實驗室定律的圈限，馬上可以找到許多言之成理的理論來解釋紅位移現象。舉個例，是不是所有的原子自亙古以迄今日都發出同樣的光譜？要知道與其說紅位移之大小與發光體距我們的遠近成正比，不如說紅位移之大小與發光體發出光子時距今之時間成正比。我們今日看到百萬光年外星雲的光譜，事實上是百萬年前發出，焉知百萬年前的原子不發出較今日為“紅”的光譜？事實上從芮得柏公式（*Rydberg formula*），我們知道光譜的波長和 e（電子的電荷）的四次方成反比，只要電子的電荷隨時間改變，譬如說，$e^2\propto t$，則所有紅位移的現象迎刃而解，天既能老，地何不荒？與其說宇宙愈漲愈胖，何不

說電荷愈長愈壯？

這一個理論三十年前麥尼（*Milne*）就曾提出，最近革卯（*Gamow*）又舊調重彈，這兒僅僅指出，要產生觀測到的紅位移效應，電子的電荷每年只要增強 $1/10^{20}$，這樣微細的變化，實驗室的實驗是既不能證明亦不能否定的。要想考證眞僞還得從天文上著手，過去幾年來的努力，似乎已經否決了電荷隨時間改變的理論了。

另外還有一個“異”論也是很有趣的：紅位移的產生是因爲光子走“累”了。所謂累是指它含的能量減少或分散。千萬光年外星雲射出的光子，在到達我們之前，在漫漫太空裏走了千萬光年，它會不會累呢？照電磁學的理論，光子是含能的顆粒，除非和物質撞擊作用，它自己是不會衰老（*decay*）的。而太空間物質稀薄，從千萬光年外來的光子，它所經過的物質，總和起來還不如街頭的路燈照到我們臉上時經過的物質多。因此照說所含能量不會改變，但太空蒼蒼星海茫茫，百千萬年天路歷程，所經所歷未必盡如吾人所料。光子若會衰老，每年只要喪失 $1/10^{10}$ 的能量，譬如一顆光子衰化而爲一顆“主”光子，加上兩顆副光子，則紅位移的現象也就可以解釋，用不著假手宇宙膨脹的理論了。

這一類在實驗室中，既不能證實又不能否定的奇論異說，在有關宇宙論的討論中特別多，蓋宇宙以千年爲一瞬，以萬里爲咫尺，卽有所變化，生也有涯的實驗物理學家也是無所措手的。科學家對這類學說，多半採取保守的態度，除非必要寧可捨而不用，所以宇宙膨脹的學說還是現在一致接受的理論。

【紅鋅礦】（Zincite;Red oxide of zinc）

用於晶體檢波器內的晶體。

【紅寶石雺射】（Ruby maser）

如圖 9－128 所示是“泵”（*pumping*）晶體的一種裝置，同時也顯示出一架微波雺射放大器的許多重要部門。單單靠泵一項作用

是太弱了，只能產生少量能階2的原子，不足以維持強力的放大。物理學家於是又運用他們有關增加高能階原子數量的知識而解決了這個難題。

在正常情況下原子互相交換著熱能與軌道能。溫度增加時，這種作用變得劇烈，且高能階原子數量加多，當溫度達無窮大時，我們發現高低能階（*energy level*）的原子數量是一樣的，在很熱星球內部就是這種情況。

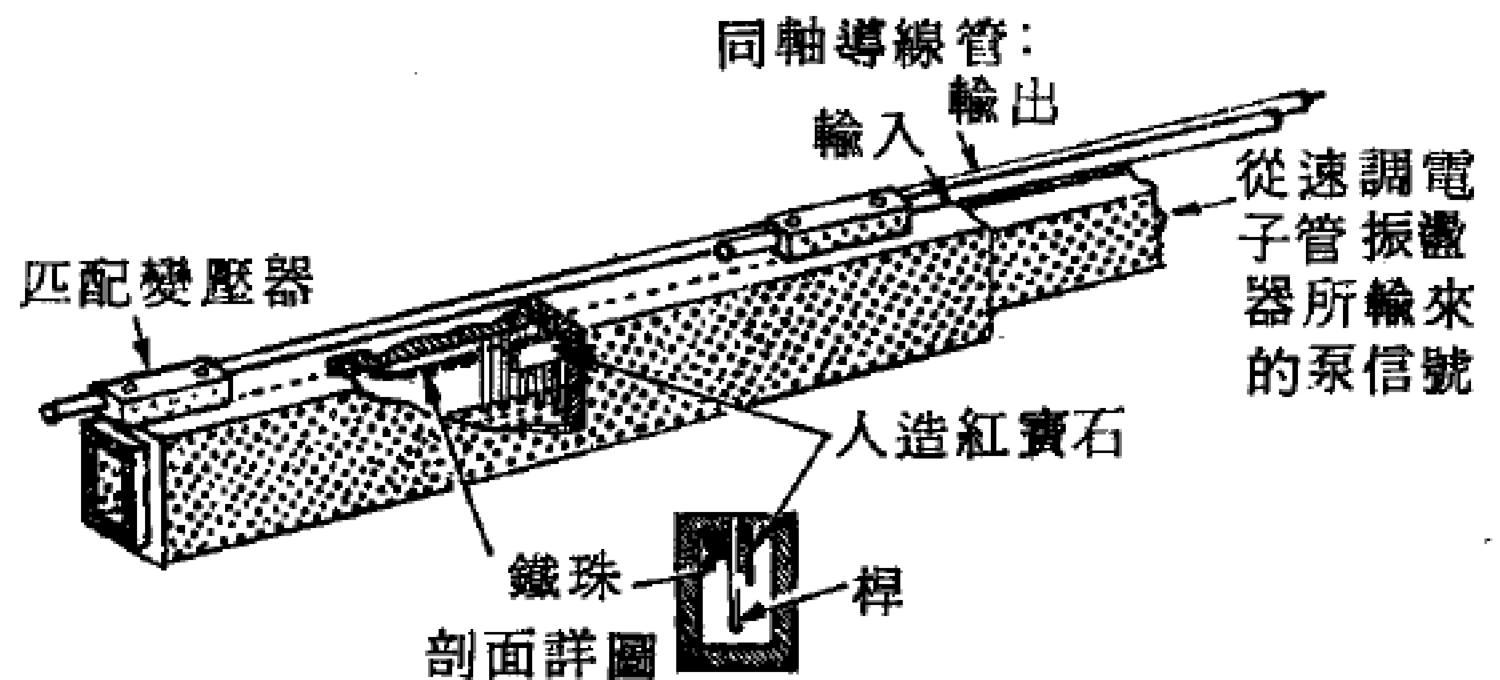


圖 9 — 128

簡化的行波式紅寶石雺射。包圍著這儀器周圍的磁鐵和冷卻室沒有顯示在圖上。金屬桿用以減慢訊號以延長與紅寶石互相作用的時間。鐵珠供以隔離作用及防止有害信號在空腔內發生反射。從速調電子管振盪器輸來的“泵”能量，其頻率約為要放大的信號三倍，全被晶體吸收。變壓器是用來匹配空腔和同軸引線之間的阻抗。

研究雺射的物理學家們利用著減低溫度的好處去改善性能。由於熱能夠激勵起活動性，冷能夠減少這種性質，故而把紅寶石放在非常冷的地方，使能階1處的原子數量大增，於是從能階1激勵到能階3的原子數量也隨著增加。最後的結果是大量的原子存在於能階2的地方以加強放大作用，如圖9—129右邊所示。為達到最高的效果，晶體是浸於液態氦中以得到最可能的低溫。

現在再讓我們談談第三個要訣，也就是加強作用。在氨氣雺射的時代，是用輻射能如穿梭般的往返於共振空腔（*resonant cavity*）以獲得加強作用。不過共振空腔有一個特別的性質，那就是它具有極尖銳的選波性，故而要想適應寬頻帶還得另謀他途。

科學家們使信號從空腔的一端進去，穿過激勵起來的紅寶石就可以在另外一端射出一個無反射的放大信號。為了使紅寶石棒（*ruby rod*）

和信號能產生足夠的交互作用，設計者就採用了行波管的原理。在這種電子管裏，電波是利用與電子流發生交互作用而放大的。不過電波進行速度遠較電子跑得快，故而必須減緩其速度以獲得足夠的交互作用。這個理想的完成是靠著把電波沿著一個成螺旋形的軌道進行，使電子沿著螺旋軌道的中軸線前進而得到實現。在這種安排中電子流所走的距離要較電波所走的距離少很多，故而可以得到充分的交互作用。在我們的雷射中，沿著紅寶石的長度方向架設起一排像欄杆似的金屬桿，用來像煞車似地使光子速度減小，以便和激勵起來的原子有充分的時間去會合。

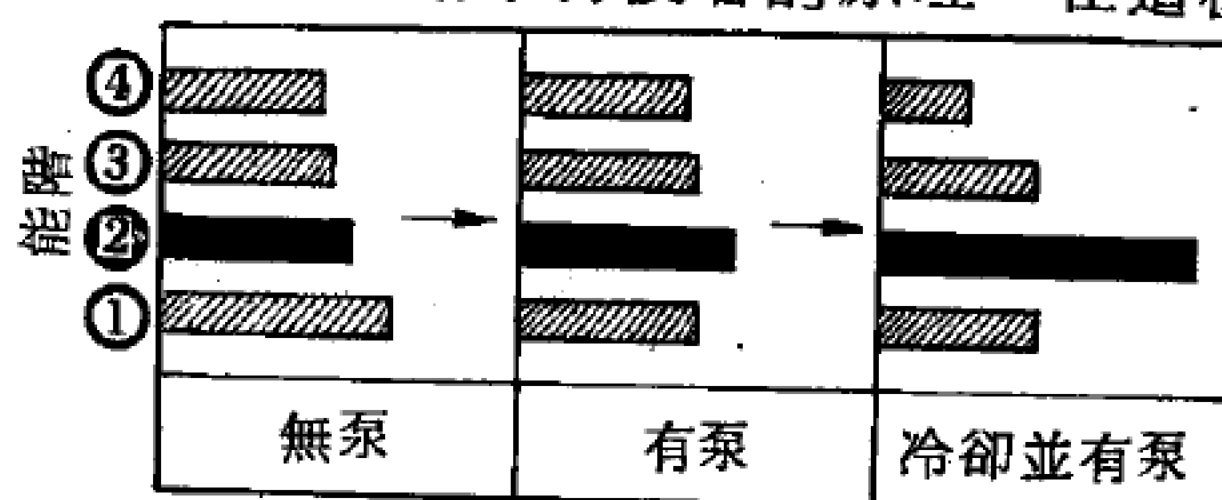


圖 9 — 129　紅寶石雷射原子能量分佈圖　微波信號從能階2 得到光子，而把它們放到能階 1 去。"泵"信號使原子從能階1升到能階3。當原子到能階 3 之後很快的就降到能階 2，然後再慢慢降低到能階 1 去。所得的結果如中圖所示，只有少量原子在能階 2，故信號放大甚少。如右圖所示是冷卻後的晶體，使得原子大量集中於能階 1 以備升到能階 3 去，於是就有大量的原子存在於能階 2，造成強力的放大作用

性能最好的放大器，是要求信號能量毫不反射的直接通過。為了防止反射起見，設計者又採用了一項微波上的技巧，那就是電波進行方向可以用三價鐵（ *ferrite* ）的磁效應加以控制。於是在沿著欄杆座的方向，裝置了一些三價鐵珠，使得這個空腔變成為“單行道”，給信號一個通行無阻的利益。

現在我們要來談談何以這個裝置就可以有寬頻帶放大作用的道理。我們知道發射輻射能的頻率，是絕對的根據激勵能階的差額來決定的。在氨雷射裏我們是利用氨分子本身的能階差來決定它的頻率，故而是毫不可變的。但在紅寶石雷射裏，能階是根據外加磁場強度來決定的，而外加磁場絕不可能是恆定的。同時，無可避免地，晶體內部情況也是會有變動的，於是由這雙重因素才能產生寬頻帶的性能。至於內部磁場變動的理由是這樣的，鉻原子上的那三個磁性不平衡的電子，所受到的並

不單單是外加磁場，同時也受到鄰近原子的磁力影響。後者由於是隨原子而變，故淨磁場強度也跟著變動。最後，能階也就必須跟著變動了。於是進來的各種頻率電波，才有各種適當的原子去對付，而獲得均勻的放大性能。這項利益在晶體全部發揮效能的時候，放大作用可以涵蓋的頻率範圍達 25×10^{6} *cps* 之多。這個範圍在理論上講，足以同時放大7,000個聲音或5個電視節目。

事實上發生作用的原子數目遠較我們所想像的要多得多。在一個5吋的典型霙射紅寶石裏面共有 6×10^{22}個原子。就1對5,000的比例講，約有可以儲能的鉻原子共 12×10^{18} 個。雖然每一個微波光子只有 4×10^{-24} 瓦一秒的能量，不過在能階2發生碰撞的時候，後果倒是很可觀的。這光子碰上一個能階2的原子就會敲出一個新光子，聯合這新光子，於是兩個光子就再敲出兩個光子來。最後我們會發現每進一個光子到紅寶石裏面去，就會放出幾千個新光子來，故而信號功率就被放大了10,000倍（相當於40 個分貝）。

現在我們把紅寶石霙射的三個基本要訣歸納如下：

1. 利用外加磁場便可以產生適合微波頻率的能階。

2. 利用微波發生器所產生的"泵入"（*pumping in*）能量，就可以發生倒量現象。如果把晶體冷到液體氦的溫度，這種效果就更能加強。

3. 當光子通過紅寶石時能夠減低速度，便可以延長光子和激勵原子的相互作用時間，以得到強力的放大作用。

【紅寶石雷射】（Ruby laser）

理論上指出，如果把某種活潑的介質放在兩個平行鏡之間，並把它用適當的方法激勵起來，就可以產生雷射作用。大約在這些基本觀念誕生後的兩年裏，第一架具體的雷射便問市了。有趣的是，創造它的人又選用了紅寶石做為介質，而且還採用像紅寶石霙射同樣的晶體磁性活動

原理。這一動作不但有上述功效，而且還可以列舉說明我們對物質細微結構知識的長成，以及對其控制與應用技術的發展經過。現在說明如下：

紅寶石雷射的動作是和紅寶石雲射一樣，都是把光子注入紅寶石而把能階提高，然後在回到基階時，促使它發生放大作用。不過作爲雲射用的時候，是用磁場去產生相當於微波頻率的能階。在作雷射用時，就不需這磁場，代替的是使用一種方法去駕御晶體內部鉻原子的自然能階。

鉻原子的自然能階（當然這時候的能階由於結晶情況的改變也產生了變動）在紅寶石發生螢光作用時就會開始活動。正好像我們以前所說的一樣，鉻原子會因接受像紫外光一類的高能光子而升高能階。然後在降低能階的途中，經過某一個特殊能階而達基階的時候就會放出紅光。

利用紅寶石發生上述現象的中心物，仍舊是發生微波作用的那三個磁性不平衡的電子。只是現在這三個電子所對付的是光波光子，而這種光子的能量要較微波光子大上數萬倍。爲適應微波光子的能量，這三個電子僅僅是作角度的搖動。但在吸收高能光波光子之後，它們的反應就大不相同了。

當原子們跑到一起而結合成分子的時候，原子外部軌道的電子，必須配合鄰近其他原子所產生的力量作適當的運動。由於鉻原子是被鄰近的鋁和氧原子所束縛，故而這三個特殊電子只能限制作外形如苜蓿葉子（*medicago denticulata*）的軌道運動（圖9－130），而軌道的方向可以作爲測定能量的一種方法。也就是說我們用光波光子激勵這個系統，它的方向便會改變。

對於軌道上的眞正效果是決定於激勵光子的頻率。像吸收紫光子（*violet photon*）的效果（這光子可視爲是用來泵一個紅寶石雷射），便是驅使整個軌道轉動45°角，以佔據一個相當於高能階的新方向。

此時這整個軌道系統是不穩定的，正像一個彎曲了的彈簧一樣，想立刻彈回來以放出其儲能。不過對於原子系統來講，它並不是立刻恢復到基階。而是經由一種“變速齒輪”的作用，使得這三個自轉的電子磁鐵，因互相磁性作用，轉變成另一種中間型式的儲能機構。

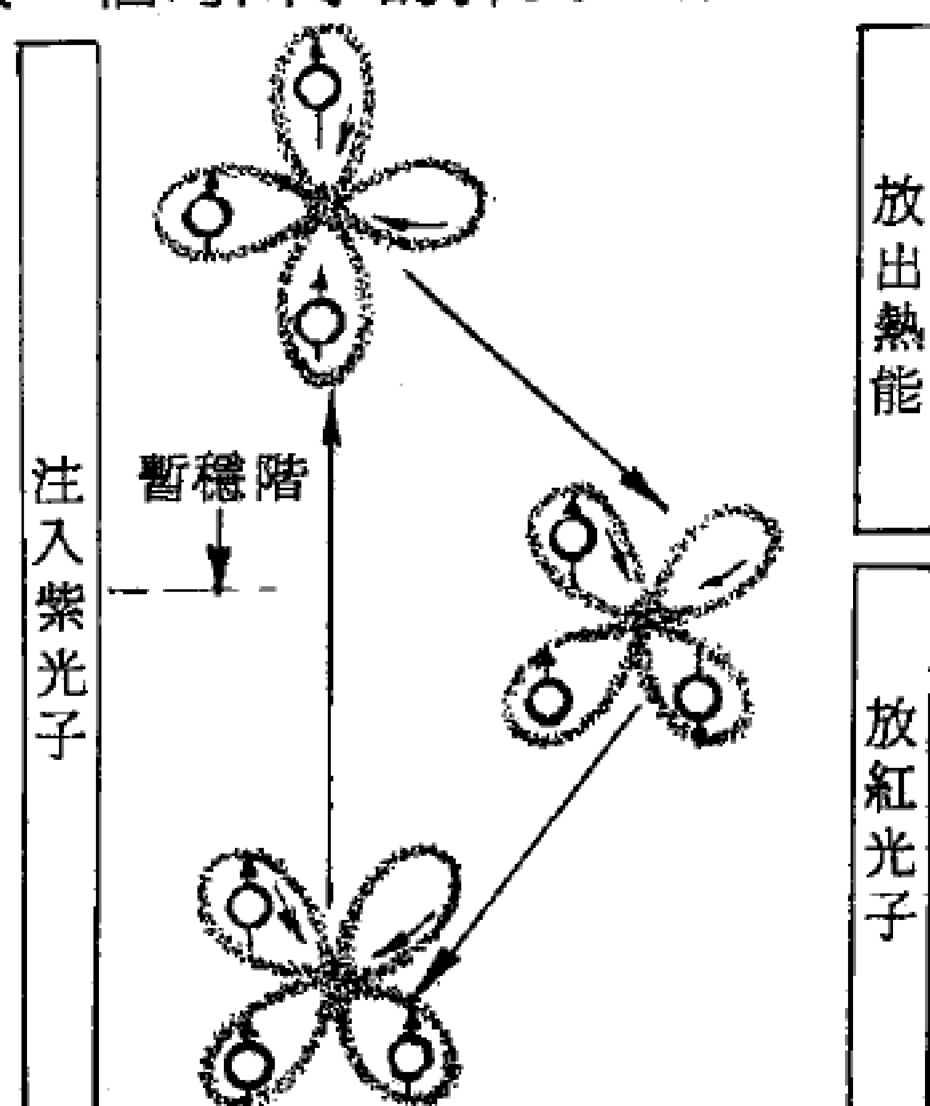


圖 9 — 130
紅寶石雷射中三個軌道電子的動作圖。正好像氫原子中的單個電子成球形雲霧狀態一樣，此三電子存在於苜蓿葉形的雲霧狀態中。當吸收紫光子之後，這個雲狀物就做 45° 的旋轉。然後當能量降低到暫穩階，就恢復到原來狀態，而同時有一個電子磁鐵作了 180° 大轉身

從圖 9 — 130 上我們可以看出在基階時的原子，三個電子磁鐵都是朝向著一方向的。當吸收了紫光子的時候能量是增加了，不過這些小磁鐵的方向卻並沒有變動。現在如果這個原子想放出過多的能量，以恢復到原來的方向，而同時其中之一個電子磁鐵又要顛倒 180° 的話，那麼這原子一定不能直接降到基階，而必須經過一個中間能階。在這降階的第一部分，原子放出相當於晶體格子振動的過多能量，也可說是一種熱能。隨後再降到基階時，才放出紅色的螢光。

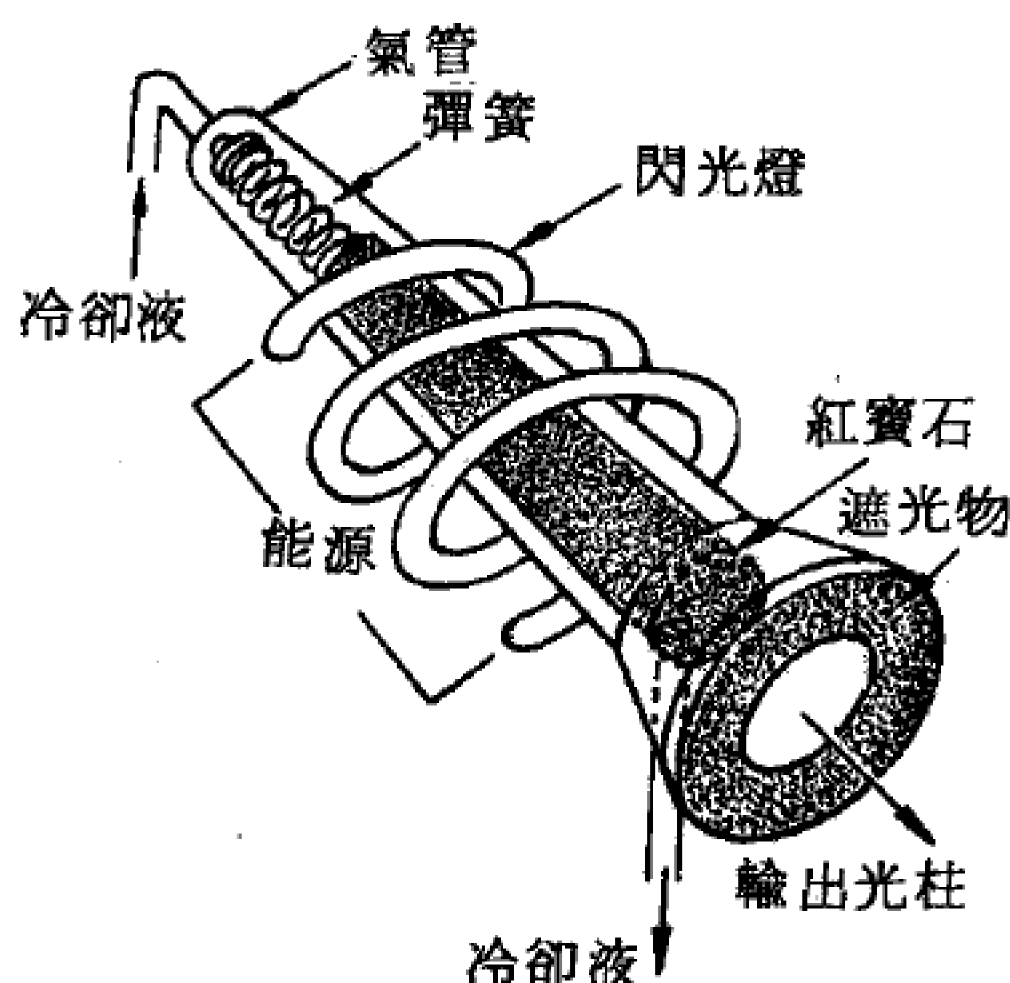


圖 9 — 131　紅寶石雷射

在電子磁鐵還沒有顛倒 180° 回到基階的時候，先到達一個中間能階。在這個能階會有 $\frac{3}{1,000}$ 秒的停留時間，這個時間看起來雖短，但對雷射作用卻具有無比的重要。因為就一般眼光看來是短，但就晶體內部瞬息即變的情況來看又顯得很長，以致於光譜學家給這個中間

能階取名叫做“暫穩階”(*metastable level* , 也就是近似穩的能階)。由於這個緩慢下來的動作，使得大量高能原子能夠集中，也就是說產生了“倒量”現象，於是靠著這大量的高能原子才能夠放大紅光。

圖 9 — 131 所示是紅寶石雷射的基本構造。其中的晶體是用強力的閃光燈，把大量的高能紫綠光子激勵起來，使得暫穩階有大量原子以產生紅光放大作用(見圖 9 — 132)。

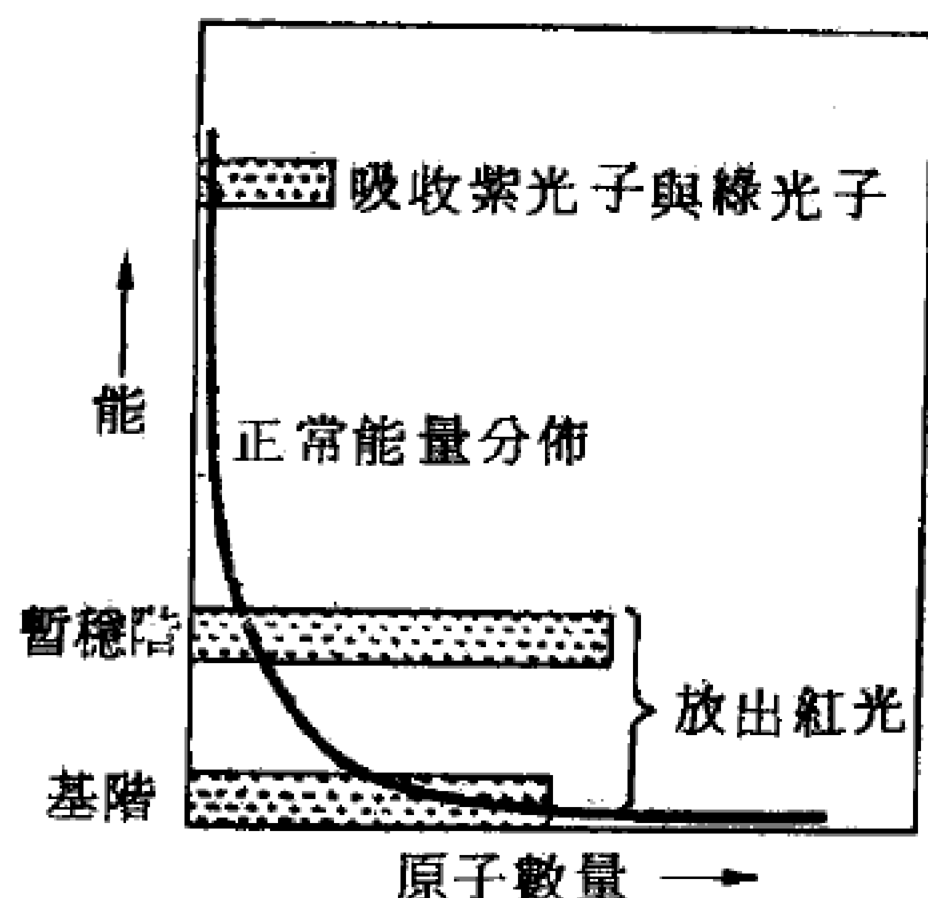


圖 9 — 132　紅寶石雷射倒量圖

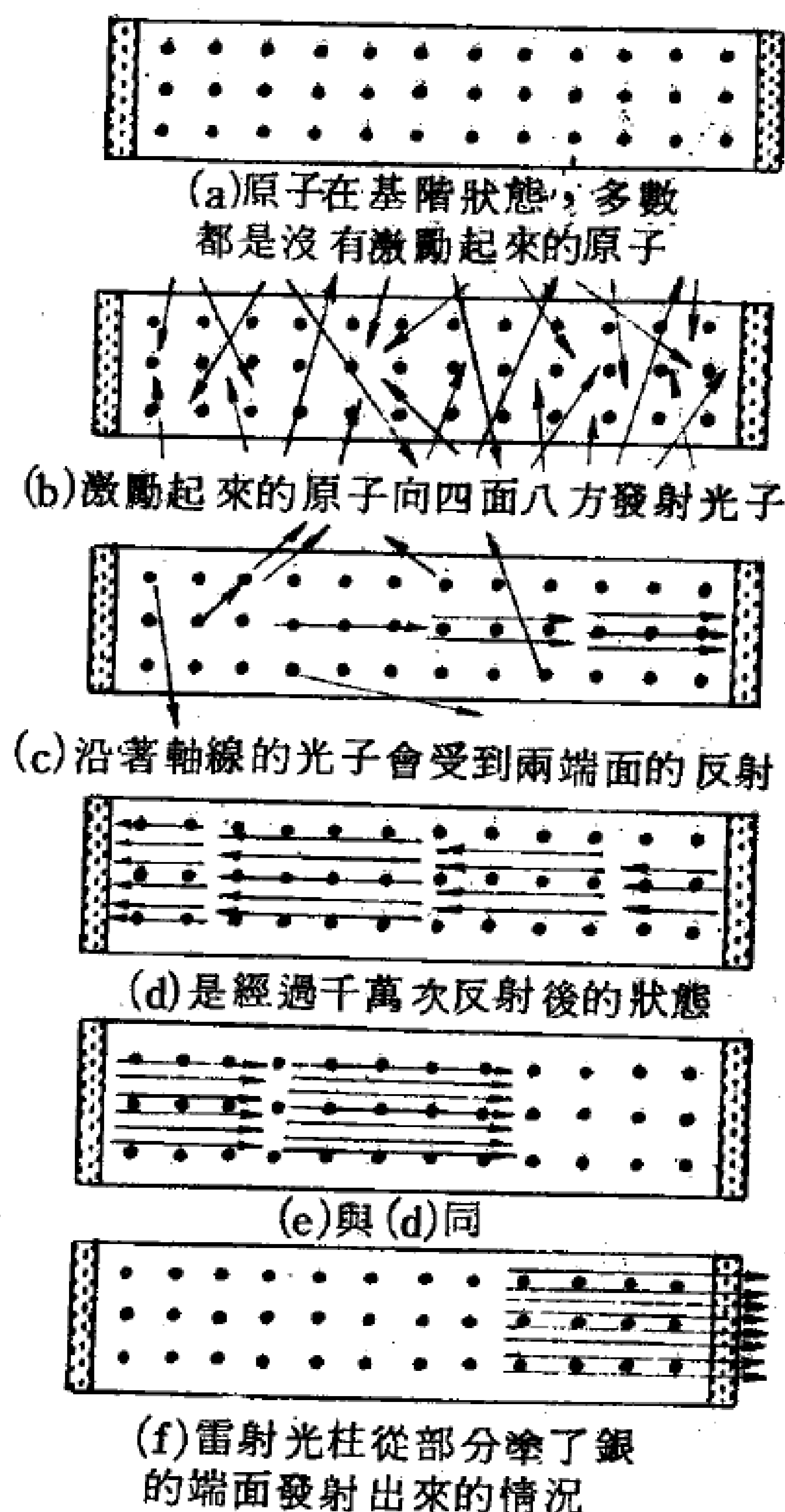


圖 9 — 133　分階動作的雷射說明圖

這種紅寶石製成像圓柱形狀，在垂直於長軸的兩端面上並製成鏡面，如圖 9 — 133 有一個光子開始沿著圓柱軸線進行，卽刻會受到兩端面的反射。就好像游泳的人在游泳池裏來回游著比賽一樣，這個光子在不到一秒鐘的時間裏，就要在兩個反射面之間往返幾千次之多。每一次進行都要敲出些新的光子，於是產生了很強的紅色閃光。現在如果有一面反射鏡稍能透明的話，那麼這個閃光就會成柱形放出。

圖 9 — 134 所示是一種更有效的激勵系統。這種特殊的光學裝置能

夠把光聚集到成漏斗形狀的紅寶石上面，而產生集中照明的現象。這樣一來就可以發生連續的雷射光柱，不過它的功率只相當於脈波式雷射的一小部分。

以上我們所談的只是雷射動作原理而已。現在再就討論過的知識中，歸納出三個基本要訣說明如下：

1. 紅寶石對於紅光能生極大的反應，故此可以用來放大紅光。

2. 利用能量的泵作用以增高能階，就可以發生倒量現象。

3. 使光子在晶體中不停地來回運動就可以加強放大效應。

【約化質量】(Reduced mass)

即折合質量。

【約束力】(Constrained force)

當約束(*constraints*)迫使系統按預先規定的方式而運動時，約束加在系上的力稱爲約束力或約束反作用力。我們常在靜力學和動力學中遇到支點的反作用力和軸的反作用力等，這些都是約束力的實例。設質點被迫沿著某一固定曲面而運動，則這個面的約束力的方向將如何？大家知道，如果表面是絕對光滑的，則約束力的方向乃沿曲面的法線方向。在此情形下，約束力在任何虛位移上所做的功都等於0，因爲力的方向垂直於位移。剛體沿一曲面而滑動時，我們得到同一結論。如果接觸面是理想的光滑，則約束力在任何虛位移上所做的功都等於 0 。

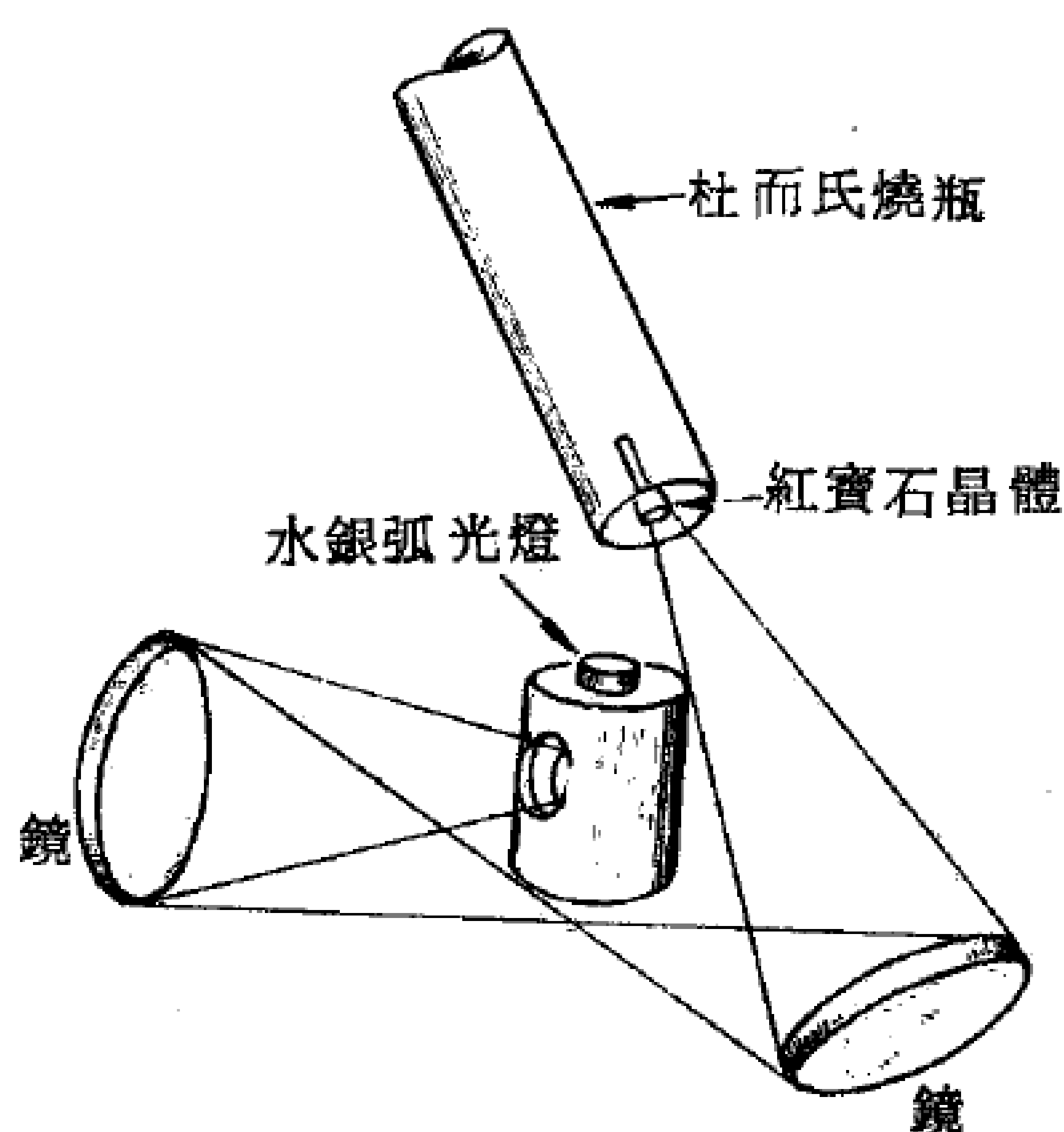


圖 9 — 134
連續式紅寶石雷射裝置圖。水銀弧光集中於晶體上，而晶體是用冷卻劑防止過熱。

這些事實使我們引進理想約束(*ideal constraints*)的術語，其

定義爲：如約束力在系之任何虛位移上的功之和等於 0，則該約束稱爲理想約束。

如果所有約束都是無摩擦的面和線，則這些約束的組合符合於理想約束的類型。這是充分的，但不是必要的。例如一剛體在另一剛體上滾動，而它們的表面是粗糙的，而且滾動時沒有滑動；那麼雖然摩擦力不等於 0，而約束力在任何虛位移上所做的功，仍然等於 0。這是因爲約束力的作用點是在瞬時轉動軸上，而這點的位移等於 0，故其所做的功爲 0，所以該系仍屬於理想約束。

又如兩質點 A 和 B，其距離因約束而保持不變（圖 9 — 135），假設 A，B 兩點循著直線 $\overrightarrow{AB}$ 方向作了一個無限小虛位移，新位置變成了 A' 和 B'，則 $|\overrightarrow{AA'}|=|\overrightarrow{BB'}|=|\delta\vec{r}|$。同時兩點所受的約束力各爲 $\vec{F}$ 和 $-\vec{F}$（大小相等方向相反），於是虛位移所做的功之和爲：

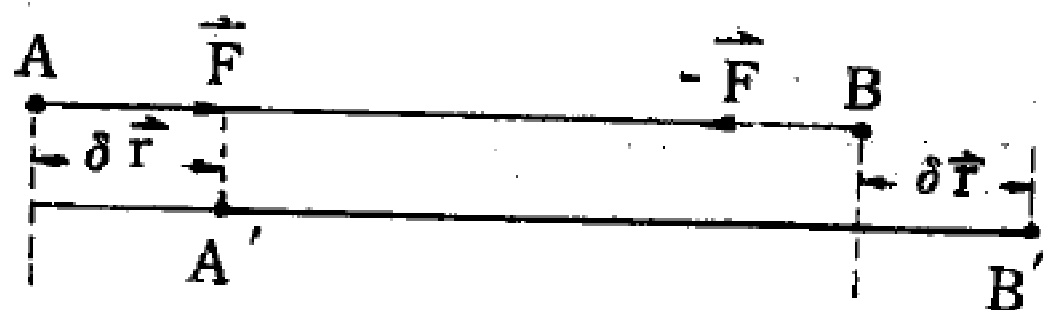


圖 9 — 135

$$\vec{F}\cdot\delta\vec{r}-\vec{F}\cdot\delta\vec{r}=0$$

因此這個系的約束仍屬於理想約束。

爲了用分析法來表示理想約束的條件，我們以 $\vec{N}_i$ 表示作用於系中 M_i 點的約束力的合力，這樣一來所有的功之和爲 0 的條件，可寫爲向量式：

$$\sum_{i=1}^{n}\vec{N}_i\cdot\delta\vec{r}=0$$

或寫爲分析式：

$$\sum_{i=1}^{n}(N_{ix}\,\delta x_i+N_{iy}\delta y_i+N_{iz}\,\delta z_i)=0$$

例如一汽車以速度 $\vec{v}_0$ 走上一弧橋，橋的曲率半徑至少應爲何值，汽車方不至脫離橋面。

假設汽車的質量爲 m，橋的半徑爲 a，橋弧在曲率中心所張的角爲 2 α，並且假定是理想約束。利用釋放原理，把約束作用換爲約束力 $\vec{N}$。爲

了確定約束力$\vec{N}$（圖 9 — 136），我們在法線方向上把運動方程式寫出來：

$$\frac{mv^2}{a}=mg\ \cos\phi-N$$

由此立刻得到：

$$N=mg\ \cos\phi-\frac{mv^2}{a}$$

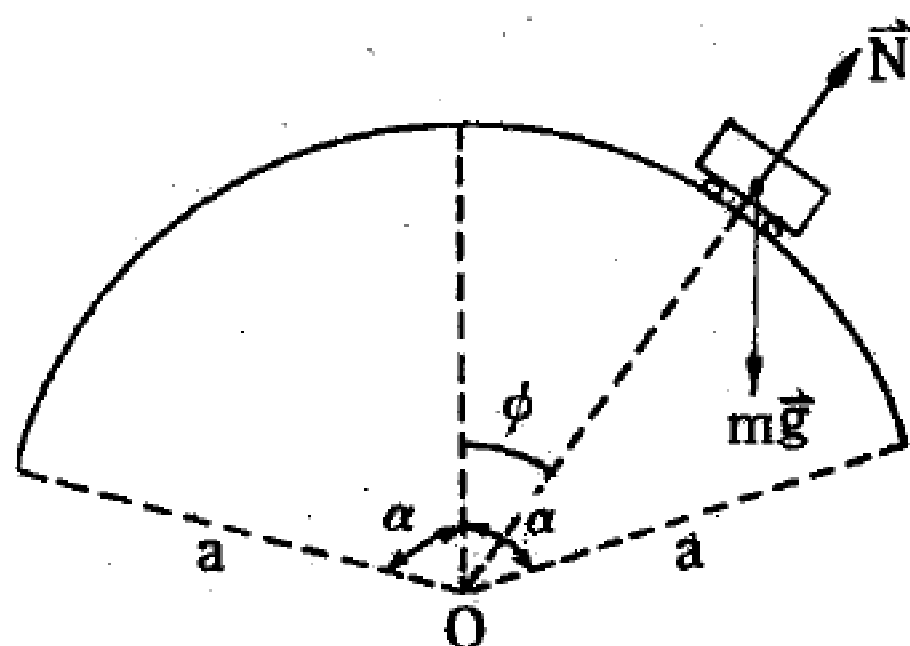


圖 9 — 136

利用能量不滅原理，這裏的速度是易於消去的：

$$\frac{mv^2}{2}-\frac{mv_0^2}{2}=mg\ (y-y_0)$$

$$=mga(\cos\phi-\cos\alpha)$$

把這個方程式的mv^2代入上式中，求得約束力為：

$$N=3\,mg\ \cos\phi-\frac{mgv_0^2}{ag}-2mg\ \cos\alpha$$

顯然，這個約束力在ϕ角最大時，即當$\phi=\alpha$時，具有極小值：

$$N_{min}=mg\left(\cos\alpha-\frac{v_0^2}{ag}\right)$$

我們寫出這個最小約束力總是大於 0 的條件：

$$mg\left(\cos\alpha-\frac{v_0^2}{ag}\right)>0$$

由此求得：

$$a>\frac{v_0^2}{g\ \cos\alpha}$$

例如，如果$v_0=30$米／秒，$\alpha=20°$，則$a>\frac{30^2}{9.8\times0.94}\doteq98$米。

【約束反作用力】（Constrained force）

詳閱“約束力（*Constrained force*）”條。

【約束方程式】（Equation of constraints）

加在系的運動上而使系變成不自由的限制，稱為約束（*constraints*）。如在火車運動中起約束作用的顯然是車軌。在機器中作為約束的是迫使各機件繞預定的軸作轉動的軸承、使滑塊作直線運動的導面和

導槽等。在構造上來說，這些約束可能是極其複雜的，因此必須借助於數學公式把約束對運動的限制寫出來，這樣便有約束方程式的產生。

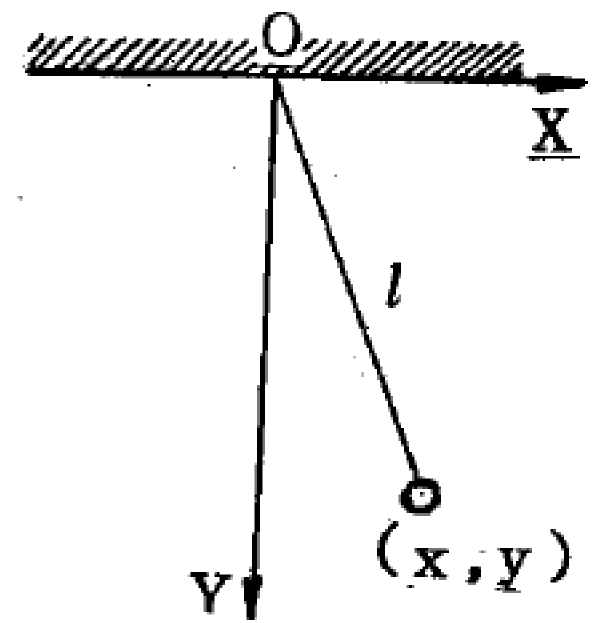


圖 9 — 137

現在來研究幾個例子，以導出此方程式：

數學擺就是一個質點被約束沿鉛垂面而作圓周運動的簡單例子。借助於一無重量而長為 l 的細桿，一端固定在軸上，他端懸著重物（圖 9 — 137），就可實現這種運動；或者把細桿換成一條繩子亦可。但無論用細桿或用繩子，約束方程將具有同一的形式：

$$x^2 + y^2 = l^2$$

式中的 x 和 y 為重物的坐標，而軸 OX 和 OY 選取在鉛垂的平面內。

第二個例子是一般所熟悉的瓦特調節器上任一重物所作的運動（圖 9 — 138）。根據機器運動的快慢，調節器的臂將與調節器的轉動軸構成各種不同的角度，而且這個角度在機器運動時是改變著的，這樣重物就走著一個複雜的軌跡。然而我們可以指出，由於構造而預先加於重物運動上的限制，就是重物的中心始終在一球面上運動。該球面的半徑等於重物中心到安裝重物的臂與轉動軸的連接點的距離。約束方程式為：

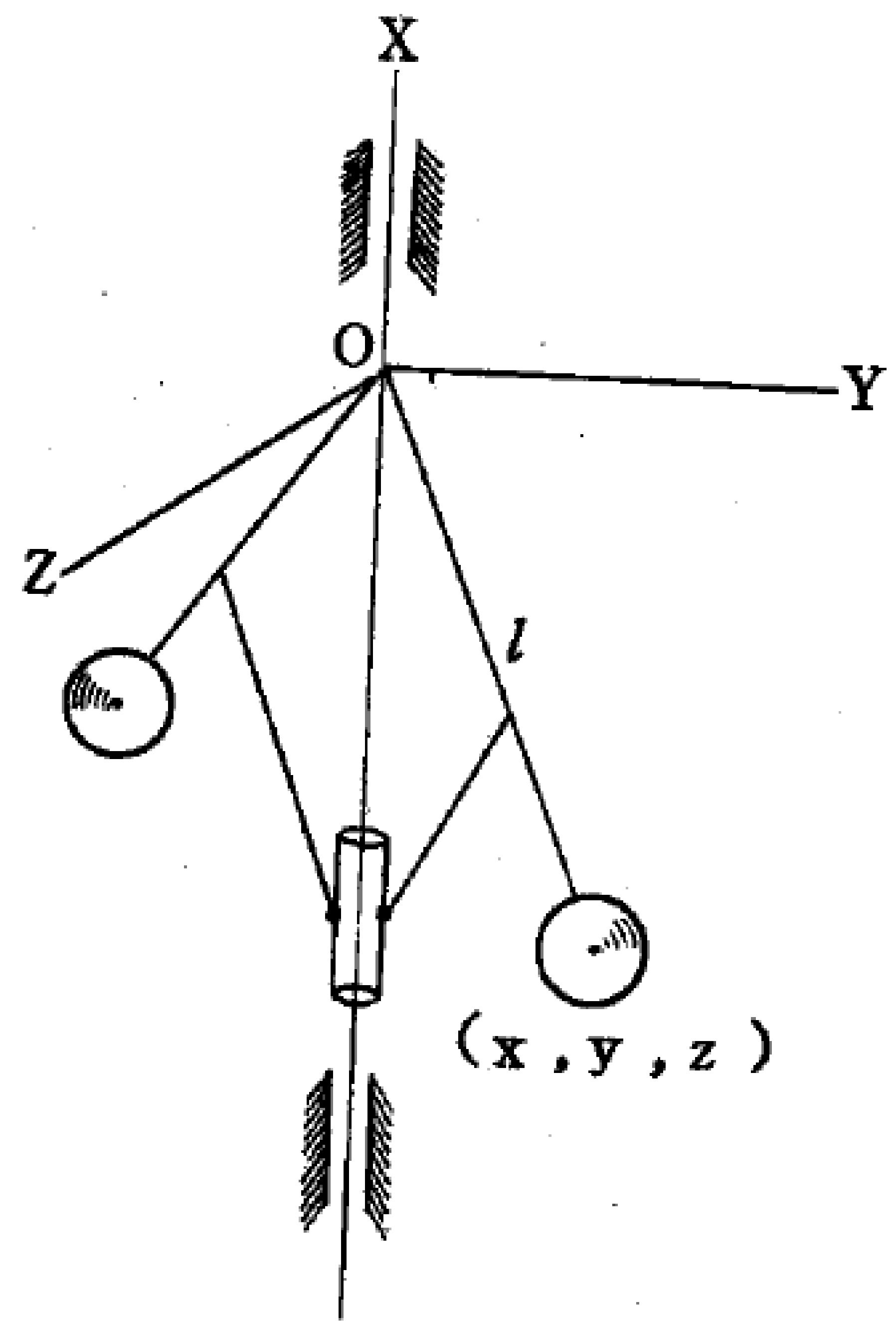


圖 9 — 138

$$x^2 + y^2 + z^2 = l^2$$

這個方程式表明重物的中心沿某一已知半徑 l 的球面而運動。在機器運動的各種不同情況下，重物的中心所走的軌跡是球面曲線。

【約束運動】（Constrained motion）

受約束力作用而在一定範圍內的運動。

參閱“非自由運動（*Constrained motion*）”條。

【美制線規】（American wire gauge；簡稱 A.W.G.）

美國的標準線規，以號數代表導線的直徑之一種制度。亦即 *B*．& *S*．制（*Brown and Sharps wire gauge*），其線號比英制約大二號。

【美國原子能委員會】（American Atomic Energy Commission）

一般簡稱 *A．E．C．* 爲聯邦政府的獨立民用機構，對管制原子能物質具有法律上的責任，並由總統指派五人指導此機構。原子能委員會負責有關放射性材料傷害的公共安全，在不過度抑制核子工業發展的情形下，*A.E.C.*製訂了許多規則以確保徹底控制放射線。*A.E.C.*也指導研究發展新的處理放射性廢料的方法。當然，還有很多東西尚待研究，但是由到目前爲止研究所得的資料，可以知道放射性廢料在未來的核子科學發展上，並不構成經濟上的障礙。

【耐火】（Refractory）

不易熔融且熔點甚高的物質。如鉭（*tantalum*）及鎢（*tumsten*）是兩種耐火金屬。

【背景計數】（Background count）

儀器的背景計數，是該儀器在不放置放射性的試樣時，每分鐘所顯示的脈衝數（計數）。這些計數由宇宙線（*cosmic ray*）或計數器周圍經常會發現的放射性污染，或儀器內部的污染引起。在計算 ^{14}C 時，這些背景的來源必須減少到可忽略不計的程度。我們可由許多方法做到。

下面我們只舉一種：整個裝置的四周建有厚達一呎的鉛（或鐵）壁。這樣的屏蔽可以阻止所有來自實驗室中放射性污染的 γ 射線（*gamma rays*），與大部分的宇宙線。但是高能量的宇宙線，和所有的中子仍

然可以穿透，因此在這個鉛屏蔽之內還設有防符合環(*anticoincidence ring*)。裏面是由蓋革計數器(*Geiger counter*)完全圍繞而成的圓柱形空間。這些蓋革計數器彼此相連結，而且各和中間的試樣計數器(*sample counter*)相連，如圖 9—139。有了這個裝置，當試樣計數器和任何一個環形計數器(*ring counter*)同時放電時產生脈波觸發的信號，此反應由有力的粒子(如宇宙線)穿過這整個裝置引起。同時被這二個計數器記錄的脈波以自動計數機構摒棄。有些儀器緊接著防符合環的內部設計有石蠟製的圓筒，以減低中子的速度並加以捕獲，並且在精鍊的鋼製成的二個圓筒間，裝置了高度純化之水銀做成的最後一道屏蔽，如此可以更進一步地排除不必要的輻射。

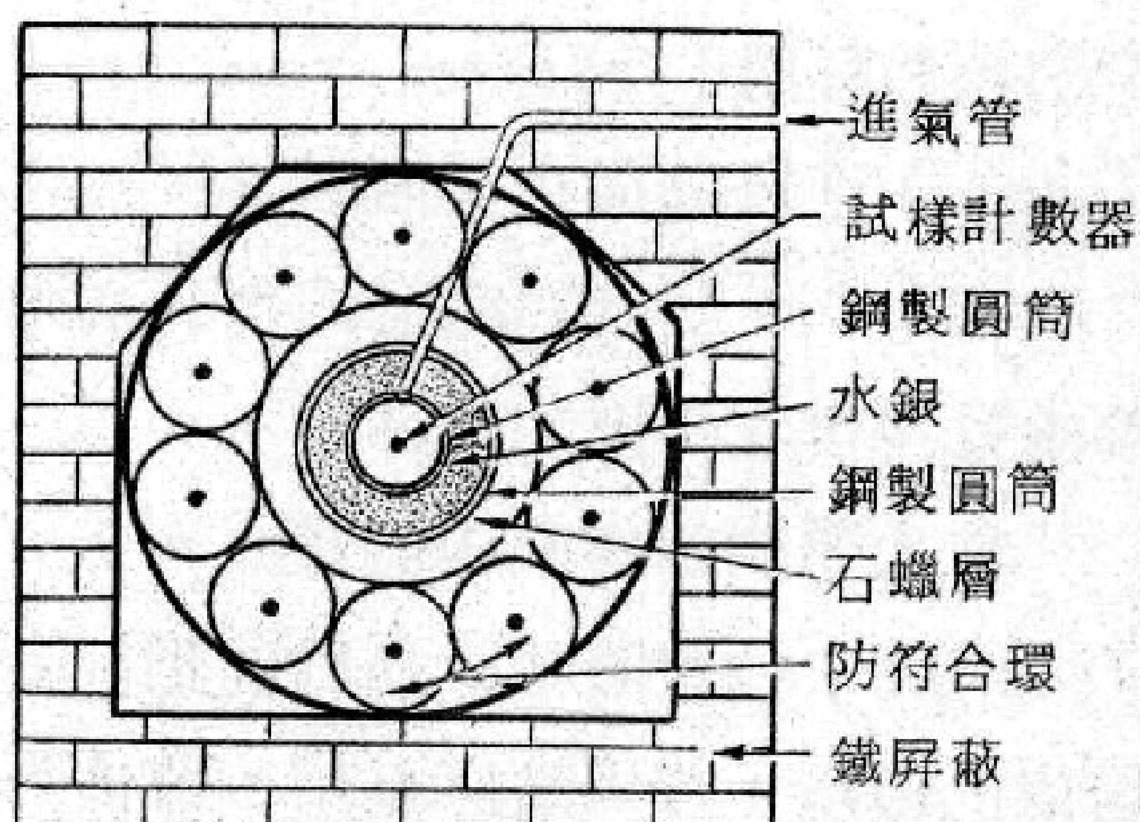


圖 9 — 139

【背景輻射】(Background radiation)

游離輻射(*ionizing radiation*) 以微量存在於我們的自然環境中，此種自然界中的輻射，被認爲是背景輻射，參閱圖9 — 140。而這些自然輻射的背景有兩大來源：其一爲來自外太空，即宇宙射線及從太陽來的高能量粒子所組成的輻射。另一爲土壤中某些成分所引起的。重金屬的原子鈾和釷，不斷地破損，雖然輻射的速率很慢，但卻恆久地在放射 α 射線、β 射線及 γ 射線的過程中。這些元素雖然不是最爲普遍，但卻廣泛地分佈於各處；包含有微量鈾及釷的金屬在各處幾乎均可發現。在 340 種已經發現存於

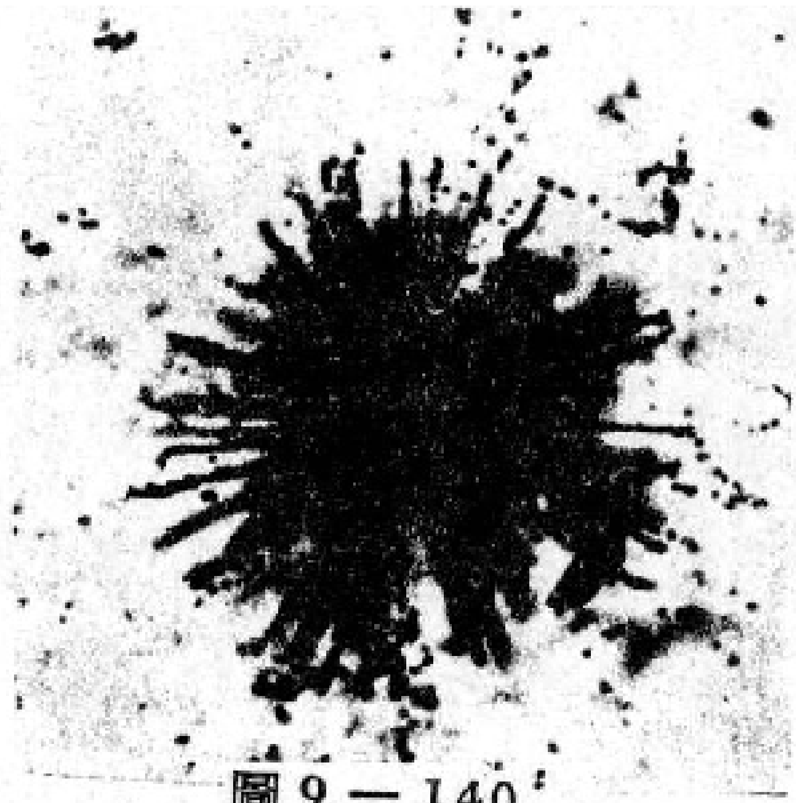


圖 9 — 140

自然界的原子之中，約有 70 種是放射性元素。三系放射性同位素，鈾（*uranium*）系、釷（*thorium*）系和錒（*actinium*）系產生了一大部分的自然輻射（*natural radiation*）。其他的放射核種（*radionuclides*）則單獨存在，而不以一系列的形式出現，其中一些核種，像 ^{40}K 和 ^{14}C，是自然輻射的主要來源。事實上，在地球的所有物質裏，都能發現自然輻射的蹤跡。

當人類開始作原子熔合（*atomic fusion*）和原子分裂（*atomic fission*）的實驗時，他們就把在數量上可以度量出的輻射加在吾人所居處的環境，橫過廣原巨川，傳佈到海洋裏，到大氣中。這些人爲產生的東西由 200種生命期很長的原子輻射（*atomic radiation*）所組成。雖然這些附加物只構成背景輻射量的一部分，它們卻代表了自從宇宙洪荒以來即已存在的放射平衡（*radiological balance*）的初度變易。因此，測定這種改變所能產生的影響勢必成爲需要。

不同的各種單位可用以測定此背景輻射的分量。侖琴（*roentgen*，縮寫爲 *r*），是爲紀念*X*射線的發現者侖琴（*Wilhelm Röentgen*）而命名的，此單位是基於放射所產生的離子數來測量的，近來又有了另外一種更方便更突出的單位。這單位是雷得（*rad*），爲輻射吸收劑量（*radiation absorb dose*）的縮寫，它是測量輻射到身體的總能量與游離輻射的特別吸收量的比。一個 *rad* 大體與一個 *r* 的量是近於相等的。

既然背景輻射無疑地是造成自然突變的因素之一，那麼設法決定到底一個男人或女人必須吸收多少輻射量才足以引起突變，這問題非常有趣，從他首先被人預料的時間算起，直到他預測自己的孩子，到底那一代會產生突變呢？在各代間平均的時間大約是 30 年，所以我們能以每 30 年的 *rads* 數（*rads per* 30 *years*）來表示背景輻射的吸收量。

下表爲每一個人在正常情形下，所受到天然放射性的細目表。表內

所示 125 毫侖目（人體侖琴劑量）是每年所受的平均數字。

代表性的背景輻射細目表

來　　　源	所受輻射劑量（每年毫侖目數）
宇　宙　射　線	50
天　然　放　射　性	
外　部　來　源	50
內　部　來　源	25
總　　　量	125

但是由於天然放射性物質在地球上分佈並不均勻，因此準確的數字隨各地而異，也就是說每一個地方有每一個地方每年平均所受天然放射性多少的數字。其程度隨放射性物質密集的程度而定。因此，在哈尼斯伯（*Harrisburg*）、賓夕法尼亞（*Pennsylranid*）的一個居民也許每 30 年吸收 2.64 *rads*，然而在丹佛（*Denrer*）、科羅拉多（*Colorado*），落磯山麓一哩高處的居民也許每 30 年就吸收了 5.04 *rads*。諸如：印度、克拉拉（*Kerala*）等地，就遭到更大的輻射量，這些地方附近的土壤富有鉛礦，所以其背景輻射量可以增加到每 30 年吸收 84*rads*。除了從外界來的高能量輻射之外，尚有來自身體本身的輻射能。我們身體的某些鉀及碳原子無可避免的也是具有輻射性的。每 30 年有 0.5 *rad* 是由此來源輻射出來的。另外宇宙射線由於地球磁場的影響故稍微偏向於磁極，它們亦被大氣吸收了相當的分量。基於這個原因，故生活在赤道區的人們比生活在兩極區域的人更少暴露於宇宙射線；在平原居住的人由於上面有很厚的大氣層，故比住在高原地帶的人更少暴露於宇宙射線。在美國國內，背景輻射的強度大約在每年 90 毫侖目到 200 毫侖目之間。然而在世界上其他的地方，就記錄所知曾有高達 12,000 毫侖目者。

rads 和 *r* 在估計輻射對生物的效應時不完全是令人滿意的單位。

某些形式的輻射例如：那些由較大的微粒所形成的輻射，當它們與電磁輻射以相等的能量輻射給身體時，它們比電磁輻射更能有效的造成離子並且更容易引起分子的變化。因此，1 *rad* 的 α 粒子被身體吸收所產生的生物效應比吸收 1 *rad* 的 X 射線、γ 射線或 β 射線大 10 到 20 倍。

於是，有時我們常說就輻射的相對生物效應（ *rbe* ）（*relative biological effectiveness* ），或“人體侖琴當量”（ *rem* ）（*roentgen - equivalent - man* ）。則 1 *rad* 的 X 射線、γ 射線或 β 粒子有 1 *rem*，但是 1 *rad* 的 α 粒子有 10 到 20 *rem*。

假如我們允許較大粒子的輻射影響（此種較大粒子在平常的情況下並不普遍），我們可以估計出人的生殖腺平均可接受到的自然輻射的總量大約是每 30 年 3 *rems*。這正好是所估計的不能再少的最低量了。

【背景照明】（ Back lighting ）

電視攝影場在佈景背後使用的照明燈。

【背景劑量與落塵劑量】（Background dose and dropout dose）

假如我們假定任何量的輻射均能產生傷害，則我們也必須承認自然輻射對人類的傷害已經有好幾世紀了。當我們估計落塵輻射對人體的傷害程度時，這些背景輻射（ *background radiation* ）也許能為我們最好的比較準則。

人暴露於外來的輻射如宇宙線，以及我們周圍的自然放射性物質。主要的自然外輻射源是鈾與釷、其蛻變產物及鉀 - 40 。人亦經常受到存在於體內放射性核種的照射，如鉀-40 、碳 - 14 及一些鐳與釷族元素等。

據估計每個人每年吸收自然輻射劑量，大約為 0.1 到 0.13 *rad* 。但在世界上某些地區如印度和巴西，其劑量大約為上述值的 10 倍。對於這些受到較高劑量的民衆，我們對他們的健康情形感到興趣。但是以這些人為對象，所做的研究並不完全且沒有得到任何結論。

從落塵吸收來的劑量，也無一精確的值。用估計的方法來量自然放

射性核種放出的劑量，及落塵放出的劑量，我們可得一有效的比較。

下表顯示出這些比較，表中列出骨頭、骨髓及生殖細胞。這些器官受到輻射照射後，會引起骨癌、白血球過多症及遺傳上的突變，而這些症狀一般相信是人體受到輻射照射所引起最嚴重的反應。表中的劑量是考慮由鍶、銫及碳的放射性核種輻射而來的。

以後 70 年間在美國平均每人所受的輻射劑量（侖琴）

部　　位	來自背景輻射	來自 1962 年底以前的試爆
骨　　頭	9	0.46
骨　　髓	7	0.22
生殖細胞	7	0.13

由以上的結果知，由背景輻射得來的劑量，至少爲由落塵得來的最高值的 19 倍。

下一步的工作是盡可能準確地估計這些照射對人體所引起的傷害。由輻射暴露與其他原因，能引起全身缺陷、白血球過多症及骨癌等症。茲將這些患者的估計數目列於下表。

此表顯示出輻射暴露所產生的結果不能確定，且變動幅度亦很大，同時亦指出，即使我們取其最大的估計值，由落塵所導致的效應，遠比其他原因所產生的要小。1963 年簽訂的國際禁試條約，大大減少了全球落塵。

在美國全身缺陷、白血球過多及骨癌患者的估計數目

條　　件	時　　間	由其他原因所引起	由放射線引起	
			背景輻射	落　　塵
全身物理和生理缺陷	現在活著的小孩	4,000,000～6,000,000	沒有估計	20 ～ 50
白血球過多	以後 70 年間	840,000	0～84,000	0 ～ 2,000
骨　　癌	以後 70 年間	140,000	0～14,000	0 ～ 700

【背景蠕動】(Background wiggle)

電視接收機螢幕上顯影時背景上有蠕動現象，其來源是由於聲信中頻載波與視信中頻載波的差頻波，經視放級放大與視信一同輸入圖像所形成。

【范氏加速器】(Van de Graaff accelerator)

自從 1919 年，英國人拉塞福 (*Rutherford*) 利用天然放射源之 α 粒子撞氮氣實驗，發現了原子核之存在後，人類就渴望著瞭解原子核之構造和原子核與粒子間作用之情形，但由於可資利用之天然放射粒子種類有限，且放射能量微小，人類不得不研製一些加速器，以生產大量所需能量之粒子源。近半世紀來人類所研製之加速器有：柯克勞夫、沃耳吞加速器 (*Cockcroft-Walton accelerator*)、范氏加速器 (*Van de Graaff accelerator*)、貝他加速器 (*betatron*)、廻旋加速器 (*cyclotron*)、同步廻旋加速器 (*synchro-cyclotron*)、同步加速器 (*synchrotron*) 和直線加速器 (*linear accelerator*) 等等，此等不同型式之加速器，係根據吾人所需能量大小及粒子種類之不同而設計。一般最常見者爲范氏加速器，因其造價較爲低廉，又有良好的能量穩定性，加速粒子之能量可在一適當的範圍內任意選擇，還有較低的放射背景 (*radiation back-*

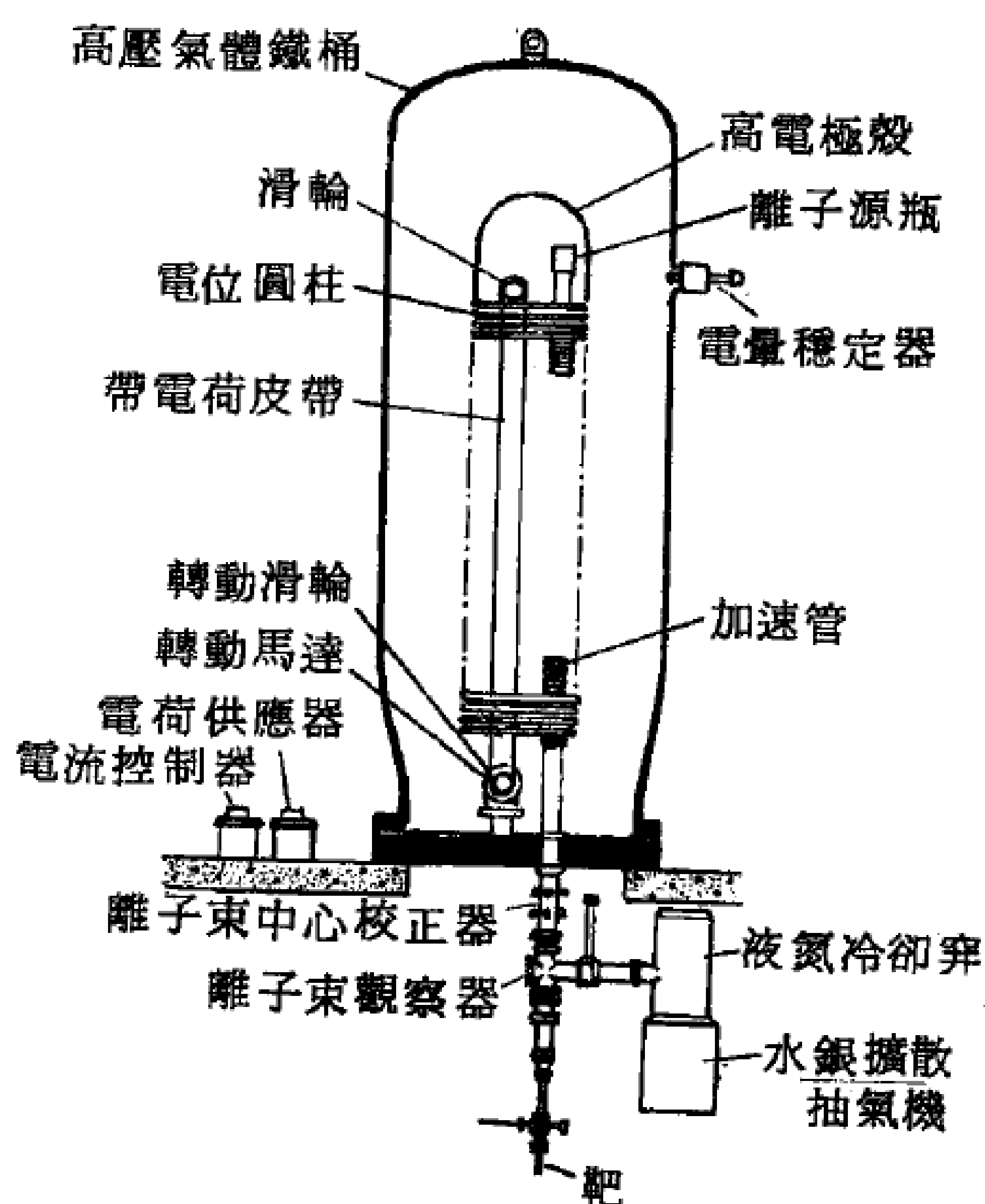


圖 9 — 141　垂直型范氏加速器之內部構造

ground ）及加速之粒子可被設計爲帶正或負電荷等優點。目前在國內有二座此類加速器，一爲國立清華大學之水平型范氏加速器，可加速質子和氘核子，最大加速能量可達三百萬電子伏特。另一座爲核能研究所之垂直型范氏加速器，可加速質子、氦-3（^{3}He）核子和α粒子，最大加速能量可達七百萬電子伏特。

范氏加速器係利用帶電粒子在靜電位差中受力之簡單原理設計而成，其所加速之粒子來源，是由輻射頻率離子源（*radio-frequency ion source*）產生，利用遙控之氣體柵漏裝置導引氣體進入離子源瓶，由一個共振頻率振盪器(*R.F. oscillator*)，供給氣體在離子源瓶內離子化所需之能量。當氣體在離子源瓶內離子化集聚而成電漿時，以一正電壓加於離子源瓶之探針，則電漿中將放射出正電離子，此正電離子經由離子源瓶之出口溝到達加速管。加速管中之電位對離子源是個負電壓，故使離子束加速向下，經由離子束中心校正器而到達作用靶上。

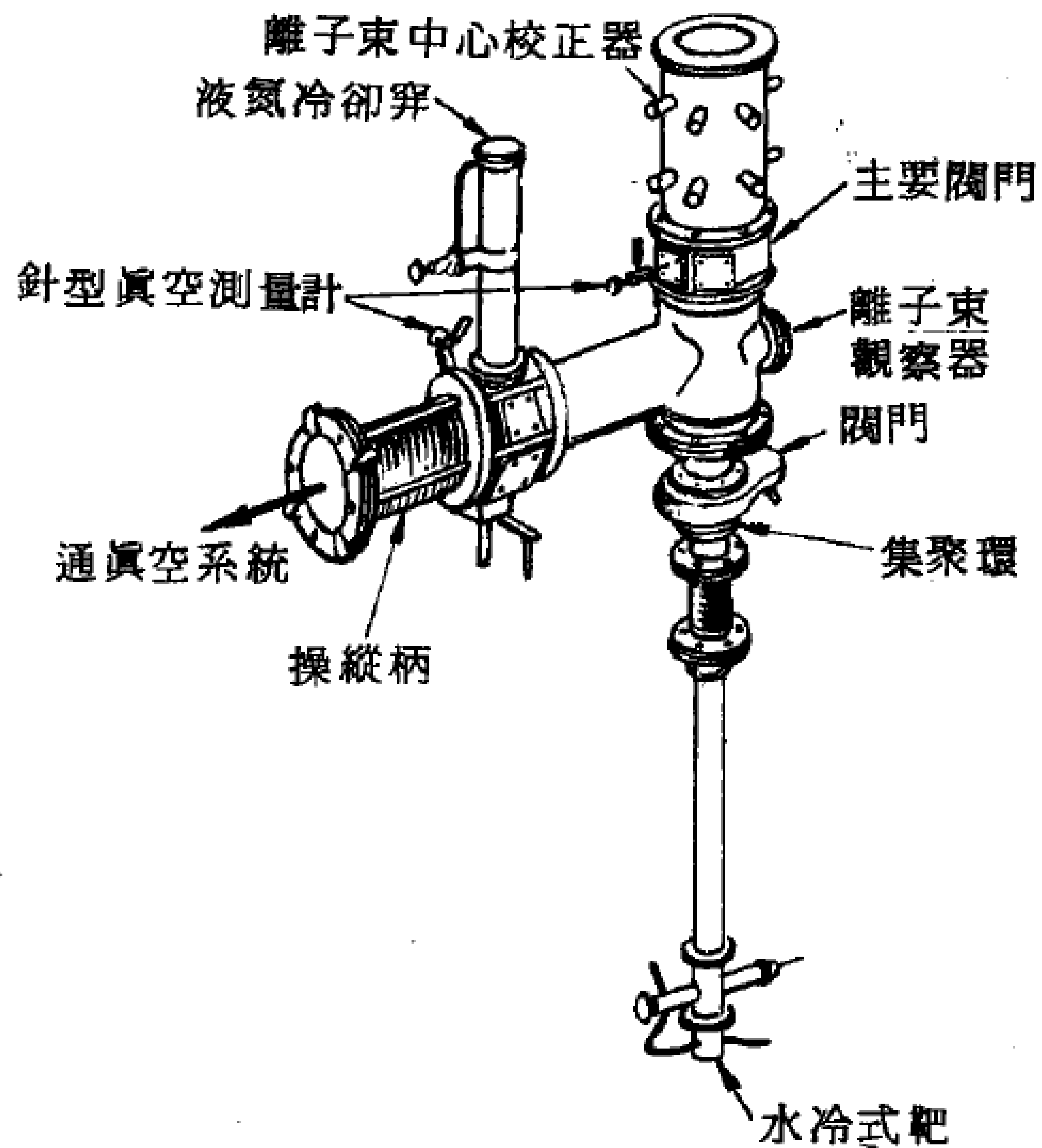


圖 9 — 142　離子束延伸管

組成范氏加速器之重要系統：

1. 離子束加速運行途徑系統

(1)離子源——離子源由離子源瓶供給，其離子均集聚於離子束之主軸，以便抛射入加速管。離子源瓶裝置於加速管之最前端。其他產生離子

之配件有，共振頻率振盪器、氣體柵漏裝置和氣體供給瓶等。

(2)加速管——加速管有集聚離子束及加速離子運行之功用。加速管爲一多階而有均勻電位差之電極板所構成，其電位差係經由電位圓柱（*generator column*）平均分配高電極殼之電位而逐次下降。

(3)離子束延伸管——離子束延伸管緊接於加速管之後端，用於引導離子束運行之方向，包括有離子束中心校正器、離子束觀察儀、離子束集聚環和實驗作用靶，並配有適當的眞空系統。

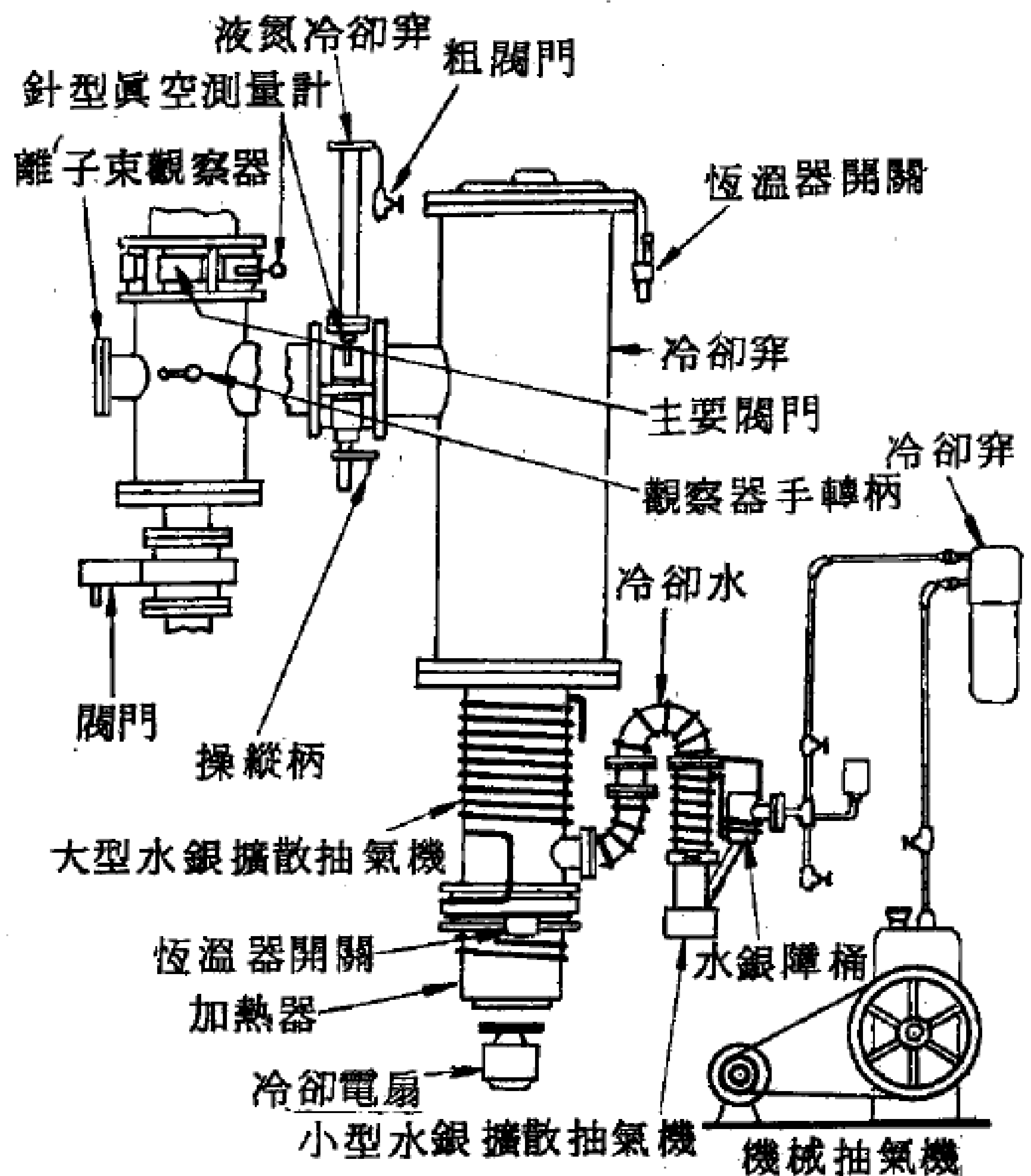


圖 9 — 143　高度眞空系統

2.高電位能之供給系統

(1)電荷供應器及輸送系統——電荷供應器裝設於加速高壓鐵桶之外，其所供給之電荷經由橡皮帶傳遞至高電極殼（*terminal shell*）而儲存。輸送系統包括有一橡皮帶、二個轉動滑輪和二把金屬刷子。

(2)高電極殼——高電極殼是個半圓型之中空金屬殼，用來儲存加速粒子所帶之正電位能，放置於電極板之最上方。

(3)電位圓柱——電位圓柱爲一種不銹鋼之圓柱，用來分配高電位成一均勻之多階電位差，放置於高電極殼與加速管末端之間，彼此相互間有一電組圈所串聯接。

⑷電暈（*corona*）穩定器——電暈裝置於高壓氣體鐵桶壁上，用以調節高電極殼之電位，使其達於穩定以便加速粒子。

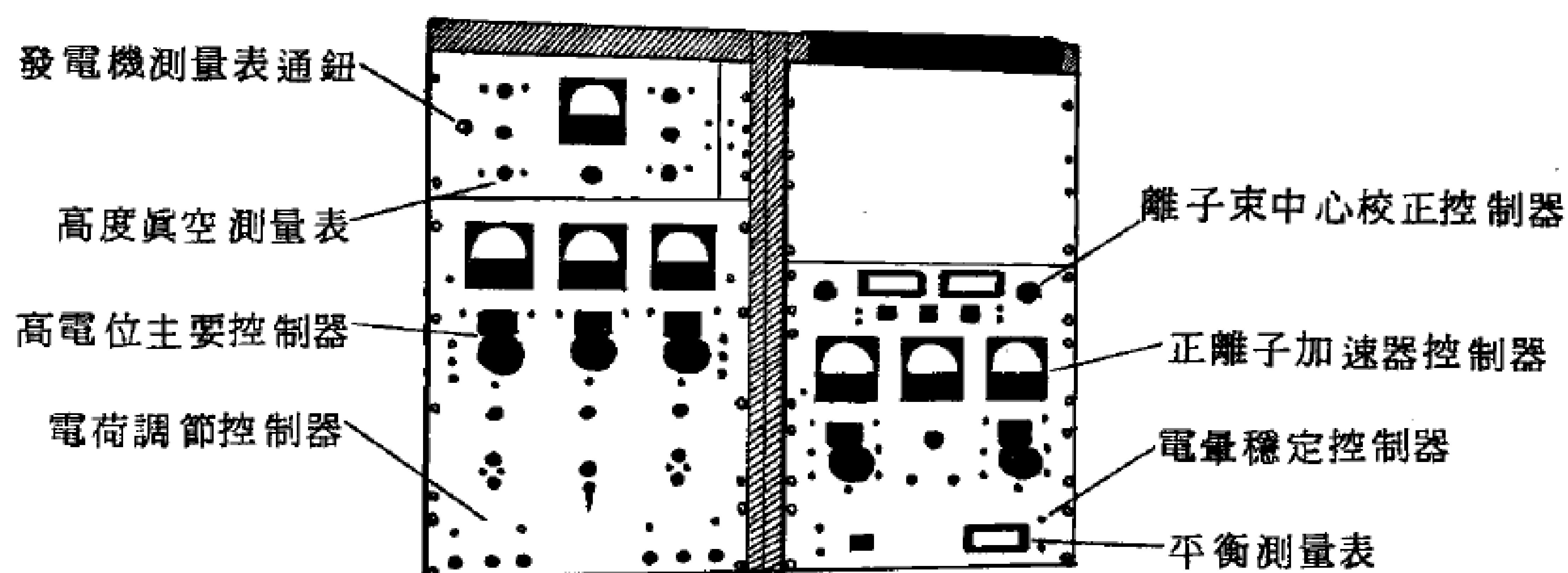


圖9－144　運轉遙控系統

3.高度眞空系統——離子束加速運行之空間，必爲高度之眞空以免離子與氣體碰撞而耗失能量，故范氏加速器之眞空系統係由大型之機械抽氣機和大型之水銀擴散抽氣機組合而成，以期眞空度高達1×10^{-6}托（*torr*）。

4.高壓氣體絕緣系統——范氏加速器之整個重要部分均裝置於一高壓氣體鐵桶內，爲提高橡皮帶輸送電荷之功率和高電位之穩定性，整個鐵桶內充以絕緣性良好之壓縮氣體，一般爲二氧化碳、氮和六氟化硫之混合氣體。

5.運轉遙控系統———一般加速器運轉時，常伴有危害人體之輻射線產生，故爲維護工作人員之健康安全計，均以遙控之方式運轉加速器，以隔離其輻射線。主要之遙控裝置有：高電位能之控制、離子源氣體流量之控制、電暈穩定之控制等等。

【范艾倫】（James Alfred Van Allen 1914- ）

美國物理學家。1914年九月七日生於愛阿華州快樂山（*Mount*

pleasant ） 。1939 年獲得愛阿華州立大學博士學位，1951 年起任愛阿華州立大學物理學教授。研究原子核物理、宇宙射線及大氣物理，利用人造衞星研究外太空的輻射而發現“范艾侖帶”。1958 年五月宣佈發現離地面 600 到 3,000 哩有一條輻射帶，不久又發現離地 6,000 到 50,000哩另有一條輻射帶。

【范艾侖輻射帶】(Van Allen radiation belt)

在探險家二號（ *Explorer* Ⅱ ）人造衞星飛行之前，還沒有確切知道地球的周遭圍繞著一層層廣大範圍高濃度的輻射帶。其造成的原因，一般相信是由一群群含能甚高的帶電粒子陷於地球磁場中而形成的。

這些輻射帶之命名是以當初發現者美國早期從事人造衞星計劃的范艾侖（ *Van Allen* ）而命名的，因此稱爲范艾侖輻射帶。較內的輻射帶是在地球表面上方大約自 800*km*（ 600*mile* ）伸展到 4,000*km*（ 2,500 *mile* ）處，而較外的輻射帶係自地球表面上空伸展到約爲60,000*km* 的地方（ 如圖 9 — 145 ）。

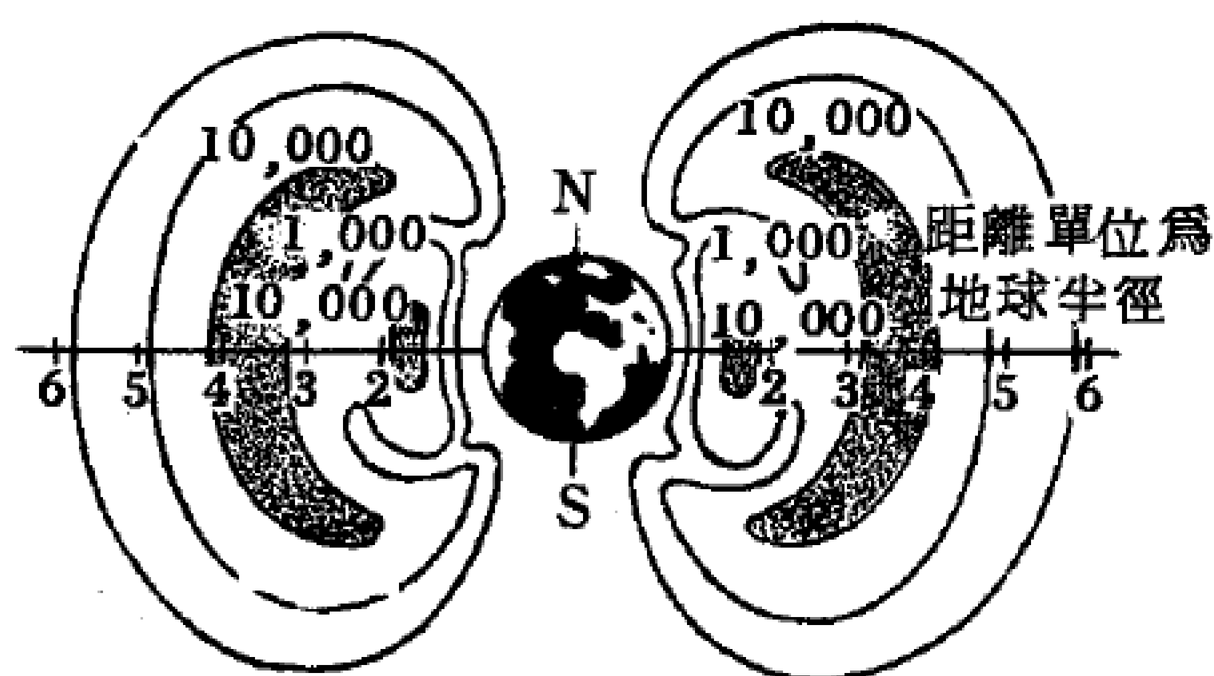


圖 9 — 145
輪廓線相當於等離子密度線，陰影區域爲范艾侖輻射帶，相當於最大離子密度區。

有一良好的證據表示較內的輻射帶是由中子衰變而產生的質子及電子組合而成，而中子是在地球的大氣層中因宇宙射線的交互作用而產生。較外的輻射帶內主要含有被太陽噴射出來的帶電粒子，與這些帶電粒子的增加相伴而生的是太陽活動性的增強，而它們移離輻射帶，是造成極光（ *aurora* ） 現象及無線電傳送失效的主因。

范艾侖輻射帶形成的過程是這樣的：發自於太陽焰的高能帶電微粒子，有些進入地球磁場的範圍中，即刻開始作螺旋旋轉前進，當它們快

接近地磁的磁極時，磁場愈來愈強，螺旋也愈旋愈緊，這些帶電的粒子並不衝向地面而是代之以掉轉方向而轉向另外的一極。這種情形就好像圖 9 — 146 中我們傾斜投入喇叭錐室一枚小鋼球的情形相同，此球一直向內旋轉，每秒轉數愈來愈多，終於掉轉方向而旋出上錐口。由於太陽內部情形的變化，這些輻射帶中快速運動的微粒子的強度也隨著改變，當我們明白有這樣的事實時，使我們想起太空人飛渡這些輻射帶時難予以適當的防護，容易遭受危險。

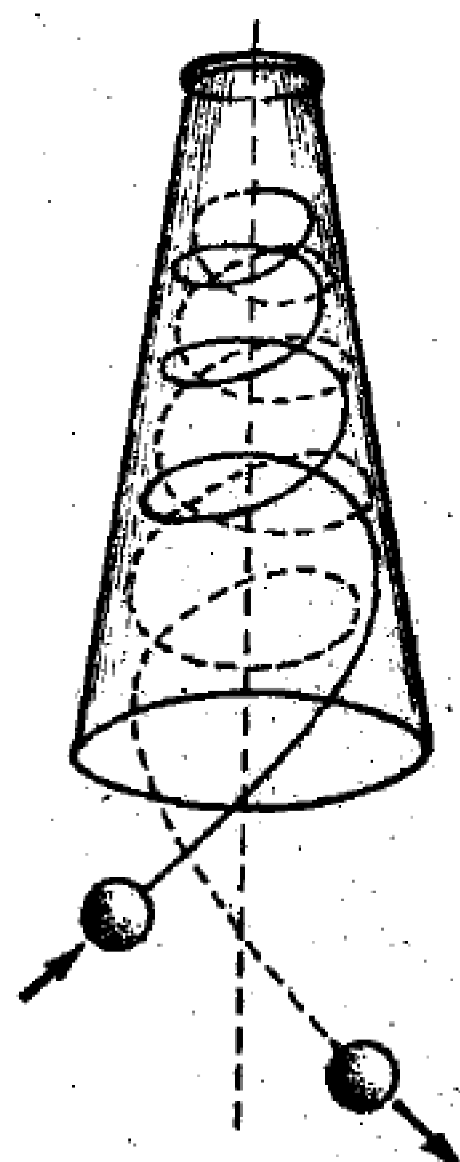


圖 9 — 146 在一直立的錐腔體中，丟進的球體有自行旋轉出去的機會

兩輻射帶在地磁極上空爲最微弱，故未來有人太空船將利用此空隙進入太空，以避免致命之輻射傷害。這兩個在地球南北磁極上空之錐形地帶，被稱爲脫逃圓錐（ *escape cones* ）。

【范曼】（ Richard Phillips Feynman 1918- ）

1918 年五月十一日生於紐約市，美籍猶太人。1939 年麻省理工學院學士，1942 年普林斯頓大學博士。1942至1945 年在新墨西哥州參與設計第一枚原子彈的曼哈坦計劃。1945至1951 年在康乃爾大學任教，在貝特（ *Bethe* ）領導之下研究量子電動力學，發明范曼圖及范曼定則，是今天研究量子電動力學及高能物理學不可缺少的工具。1951 年赴加州理工學院任教迄今。范曼對低溫物理學、液態氦、高能物理學均有重大貢獻。1954 年獲愛因斯坦獎，結婚四次，爲人詼諧。1965 年與朝永振一郎（*Sin Itiro Tomonaga*）及徐文格（*Schwinger*）三人同獲諾貝爾物理學獎。

【范曼傳播算符】（ Feynman propagator ）

在計算范曼圖時，每個虛粒子所代表的算符。例如光子的算符爲 $-g_{\mu\nu}/p^2$，派子爲 $1/(p^2-m^2)$，核子爲 $1/(p-M)$，向

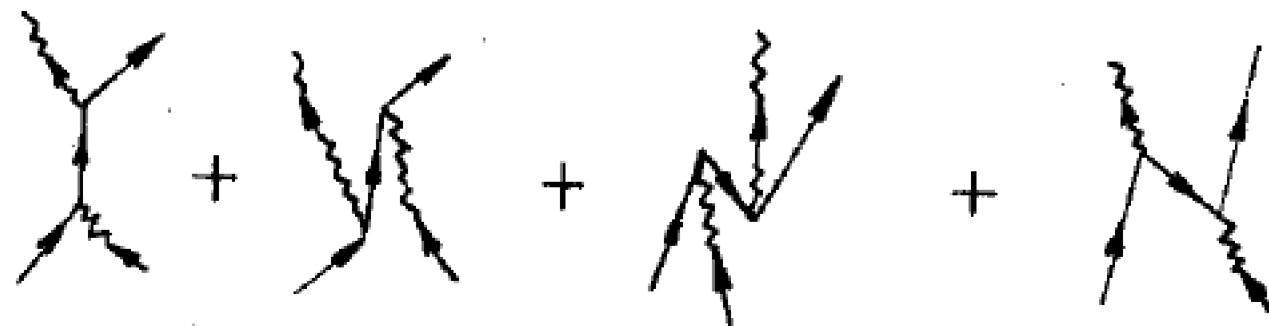
量波子（ *vector boson* ）爲

$$(-g_{\mu\nu}+p_\mu\ p_\nu)/(p^2-m_1^2)$$

式中 p_μ，m，m_1，M．$g_{\mu\nu}$ 分別代表粒子的四維動量、派子質量、波子質量、核子質量、度規張量，$p=p_\mu\gamma^\mu$，γ^μ＝狄悅克算符。這些傳播算符亦可推廣至其他帶有更高自旋的粒子。

【范曼圖】（ Feynman diagram；Feynman graph ）

范曼在研究量子電動力學時發明一種以圖形代表粒子之間交互作用過程的方法，對研究量子場論、高能物理及多粒子系統均極爲有用。例如在描述電子的康卜頓散射時（ $e+\gamma\rightarrow e+\gamma$ ），其依照微擾方法所得的最低次散射過程可用圖 9 — 147 表示，直線代表電子，曲線代表光子，在圖(*a*)上方表示散射前後光子與電子沒有交互作用。箭號方向如與時間方向相同，表示帶正能量的粒子；相反則表示帶負能量的粒子沿反時間運動，相當於帶正能量的反粒子。在圖中間的粒子稱爲虛粒子（ *virtual particle* ），並不是眞正在運動的粒子，其動量四維向量 p_μ 的平方不等於質量的平方。范曼圖將所有相似的圖形合併爲一個（即可以將中間的圖形任意排列），在計算時合併計算，例如(*a*)圖可簡化爲(*b*)圖。



(a)



(b)

圖 9 — 147

最低次電子光子散射的范曼圖，箭號代表時間方向。

【范得瓦】（ Johannes Diderik Van der Waals 1837—1923 ）

1837年十一月廿三日生於荷蘭，爲著名之理論物理學家，以研究氣體和液體的行徑而馳名。由考慮氣體的分子間的作用力，發展而成范得瓦

物態方程式，因此獲 1910 年諾貝爾物理學獎，自 1877 年起任來登大學物理學教授，迄 1907 年退休時爲止。

【范得瓦、侖敦交互作用】(Van der Waals-London interaction)

通常范得瓦交互作用又稱爲侖敦交互作用，或起伏雙極矩交互作用 (*fluctuating dipole interaction*)。故有時合稱爲范得瓦、侖敦交互作用。

【范得瓦力】(Van der Waals' force)

鈍氣原子與飽和分子賴弱靜電力束合於固體狀態，此弱靜電力稱爲范得瓦 (*Van der Waals*)力。此力使氣體凝結爲液體，使液體凝固爲固體，並表現物質的表面張力、黏滯性、內聚力、附著力等。此力乃由分子偶極矩相互作用而產生，二相距爲 r 的分子，其范得瓦力與 r^{-7} 成正比。二分子范得瓦力交互作用的能量爲

$$V = -\frac{\alpha}{(4\pi\varepsilon_0)^2}(1+3\cos^2\theta)\frac{p^2}{r^6}$$

式中 α 爲分子的極化率，p 爲分子的電偶極矩。其范得瓦力 F 等於 $-dV/dr$，故與 r^{-7} 成正比。

此力之起因如次：即雖在一原子或一電子中，其電偶極矩之平均值爲 0，仍有一因電子在原子中之瞬時位置所產生之振動偶極矩 (*vibrating dipole moment*)，伴隨此電矩之瞬時電場當在鄰近原子中感應出一偶極矩。此原電矩與感應電矩之平均交互作用乃引起原子間之吸引力，如此起源之力稱爲分散力 (*dispersion forces*)。許多有機固體係以范得瓦力牢結一起。

分子晶體之特徵爲弱束合，熔點、沸點均低。晶體結構常爲密疊結構，鈍氣晶體爲立方密疊結構。

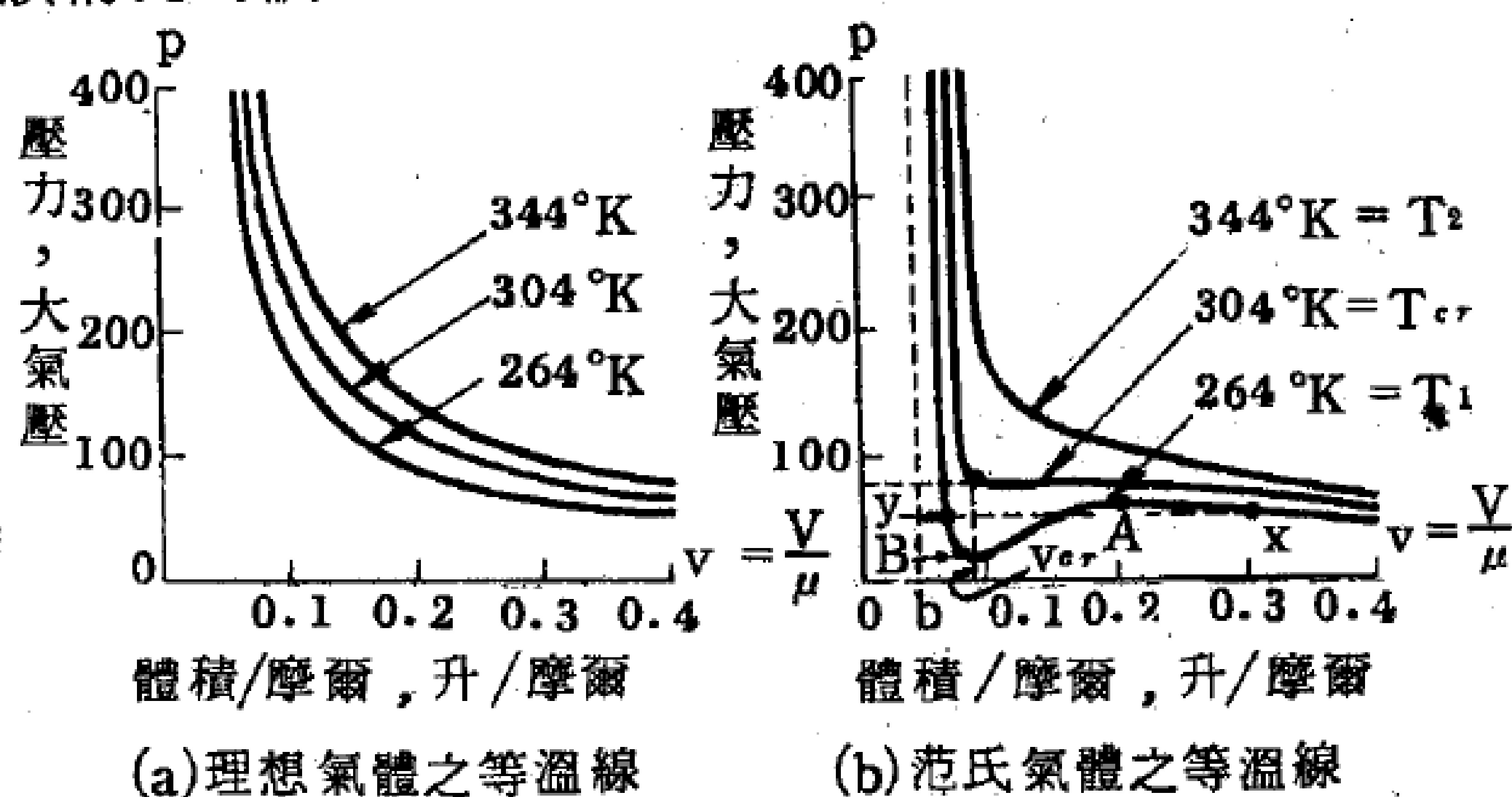
【范得瓦方程式】(Van der Waals' equation)

卽范得瓦物態方程式

$$\left(p+\frac{a}{v^{2}}\right)(v-b)=RT$$

其中 p 爲氣體壓力，v 爲體積，T 爲絕對溫度，R 是氣體常數，a、b 是隨氣體而異的常數。

a 和 b 的值由實驗求之，故這是經驗方程式。此種對理想氣體狀態方程式的修正是最簡單的一種，在某些情況時范氏方程式的失效已顯然說明范氏方程式對該情況的假設過分簡化。迄今尙無簡單的公式可用於在任何情況之各種氣體。



(a)理想氣體之等溫線　(b)范氏氣體之等溫線

圖 9 — 148

設 a ＝ 3.59 升^2 atm/摩爾^2，b＝0.0427 升/摩爾。此等值使眞氣體 CO_2 之 P－V－T 數據最適合此方程式。T_{cr}（＝304°K）爲臨界溫度。

我們已知眞實氣體並不確遵理想氣體定律，由上述可知眞實氣體的內能 U 與體積和溫度均有關。因分子間若有（長程）吸引力時，當分子間的平均距離增加時，位能隨之增加，因此可知大多數眞實氣體的內能，在常溫時因體積增加而稍微增加，實際上確是如此。當然，碰撞可視爲推斥力所致。若分子迅速運動而作多次碰撞，（短程）推斥力的位能可能比吸引力的位能更重要，而當體積增加時，內能可能減少，在常溫時氫和氦卽是如此。在任一情況，內能 U 不僅是溫度的函數，而且也與體積有關。從自由膨脹實驗之觀測結果，可導出氣體內能與體積的關係。

【范得瓦交互作用】（Van der Waals' interaction）

這是一種原子之間的吸力，原子中的電子是圍繞著原子核不停的運

動，這些運動會形成瞬時不爲 0 的電雙極矩。由電磁學可知任一雙極矩會在另一原子的中心處產生電場，此電場會與這原子（也是瞬時電雙極）產生一爲負的位能，這種位能有吸引作用，稱之爲范得瓦交互作用，若以 P_1 表第一個原子的雙極矩，r 爲二原子間的距離，α 爲電子的極化率，則兩個雙極矩之間的位能爲

$$U(R) = -\frac{4\alpha P_1^2}{r^6}$$

即是范得瓦交互作用與距離的 6 次方成反比，在較大距離時此作用極微弱，通常在惰性氣體及許多有機分子所形成的晶體中，這種作用才較爲顯著。

【范得瓦表面張力關係】（Van der Waals' surface tension relationship）

$$\nu = A\left(\frac{\rho_c}{M}\right)^{\frac{2}{3}} T_c \left(1-\frac{T}{T_c}\right)^B$$

其中 ν 爲表面張力，A 爲常數，$B \approx 1.23$，ρ_c 是在臨界溫度的密度，M 是分子量，T 是溫度。

【范得瓦物態方程式】（Van der Waals' equation of state）

范得瓦在 1877 年所提出的半理論性氣體物態式。設氣體壓力爲 p，一克分子的體積爲 v，則氣體狀態可用

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b) = RT$$

表示。式中 R 爲氣體常數，a 及 b 爲由氣體分子間的力可決定的常數，並爲溫度的函數，但可近似地視爲各種氣體特有的常數。此式在某種程度內能說明眞實氣體與理想氣體的偏差。范得瓦根據此式研究由氣體至液體的轉變，並導出對應態的理論而闡明臨界狀態的意義。理想氣體的行徑，在巨觀的尺度，其基本關係爲物態方程式

$$pV = \mu RT$$

由此方程式和熱動學原理可以證明氣體內能U只與溫度有關，在低密度時眞實氣體頗爲遵從這些關係，但密度增加時，其行徑顯然不同。在精密的科學工作中不能忽略這些與理想氣體行徑的偏差，例如實驗室中釐定克氏熱動溫標時，應知對於等容氣體溫度計的標度如何予以必要的修正，因此須相當準確地知道眞實氣體的行徑。或許更重要者是眞實氣體的行徑給予分子間力的特性和分子構造的資料。

氣體運動論提供理想氣體行徑的微觀描述，但運動論的假設用於眞實氣體時不盡有效。在高密度時，忽略分子佔有的體積和忽略分子力的作用範圍大於分子的大小，並不合理。

范得瓦導出修正的物態方程式，該式以簡單方法考慮這些因素。想像分子爲直徑d之硬球，這種球的直徑相當於當強大碰撞力開始作用時兩分子中心間之距離。分子運動時，其中心不能進到距器壁$d/2$，或距另一分子的中心d之範圍內，因此一分子運動的實際體積小於容器的體積；小至何種程度則與分子數有關。以v表示每摩爾之體積V/μ，則每摩爾之"自由體積"將比v少，其短少之量爲"共佔體積（*covolume*）"b，故由理想關係$pv=RT$以修正狀態方程式得

$$p(v-b)=RT$$

因爲體積減小，對器壁之撞擊數增加，於是增加壓力；此關係首由克勞修士（*Clausius*）導出。

分子間之吸引力的作用也可以簡單方法考慮，想像一平面通過氣體，在任何時刻考究橫過該平面而作用之分子間的力。譬如在左面之每一分子吸引右面少數的n個分子，並被右面的n個分子所吸引。今與另一情況相比較，除單位體積的分子數加倍外，其他情況均同。此時因爲分子力的範圍相同，而今在此範圍內有兩倍的分子，故左面任一分子平均與右面的$2n$個分子相作用。又因左面也有兩倍的分子如此相吸，顯然橫過平面的吸引對數增爲4倍，因此這些力的效應隨單位體積之粒子數

的平方而變化，或與每摩爾之體積的平方成反比，即與 $1/v^2$ 成比例。由於這些分子間之作用力鍵，當外壓力一定時，氣體應佔之體積比理想氣體所佔之體積爲小，因在理想氣體中並無這些吸引力。或者說氣體受到之壓力超過外加壓力，此超過之壓力與 $(1/v)^2$ 成正比或等於 a/v^2 ，a 爲常數。因此得氣體的范得瓦物態方程式

$$(p+\frac{a}{v^2})(v-b)=RT$$

【范得瓦晶體】(Van der Waals' crystals)

這種結晶純賴范得瓦力所形成，譬如惰性元素的原子，既不能夠像離子結晶般地轉移電子，也不能像價鍵晶體的共享價電子。而范得瓦力屬於一種瀰散性力（*dispersion force*），簡單地說，由於原子核外之電子及原子核之電性中心的不一致，而產生起伏性，造成范得瓦力，促使原子結合。因此，這種作用力非常微弱，致使這種結晶結合能甚低，而熔點、沸點也隨著很低。

【范得格拉夫直線型加速器】(Van de Graaff linear accelerator)

即范氏加速器。

參閱“范氏加速器（*Van de Graaff accelerator*）”條。

【范得格拉夫起電機】(Van de Graaff generator)

爲一靜電起電機。如果一個荷電導體置於一中空導體中，並與之內緣接觸，則此荷電導體上所有的電荷一定轉移至後者，而不管該中空導體的電位有多高，因此，如果不是絕緣困難，此中空導體的電荷或者電位，能夠由內接觸的方式提高至所需之値，事實上，整個導體需要支架支撐，它的電位受到種種限制，譬如經由支架的電荷漏洩率或經由周圍的空氣。

范得格拉夫起電機如圖 9－149 所示，A 是中空球形導體，由中空

絕緣圓柱B所支持，皮帶C通過滑輪D，下滑輪由一馬達M所拉動牽引，E端點含有一些尖銳點由一水平桿上突起，支持在補助電源F幾萬伏特對地負電位上。端點G和E同樣的結構，電位對A點為正，圍繞G點的空氣被游離，負離子由E，正離子由G推斥，一些離子附在帶子C上，離子流在端點G和E，最初調整至中性，然後相等的異性電荷在皮帶上了，為減少漏電的損失，整個球體封閉於一裝有高度電子親和力的氣體（如SF_6）之加壓容器內。此儀器最高電壓可達九百萬伏特。為范得格拉夫（*Van de Graaff*）於1931年發明，故以其名命之。

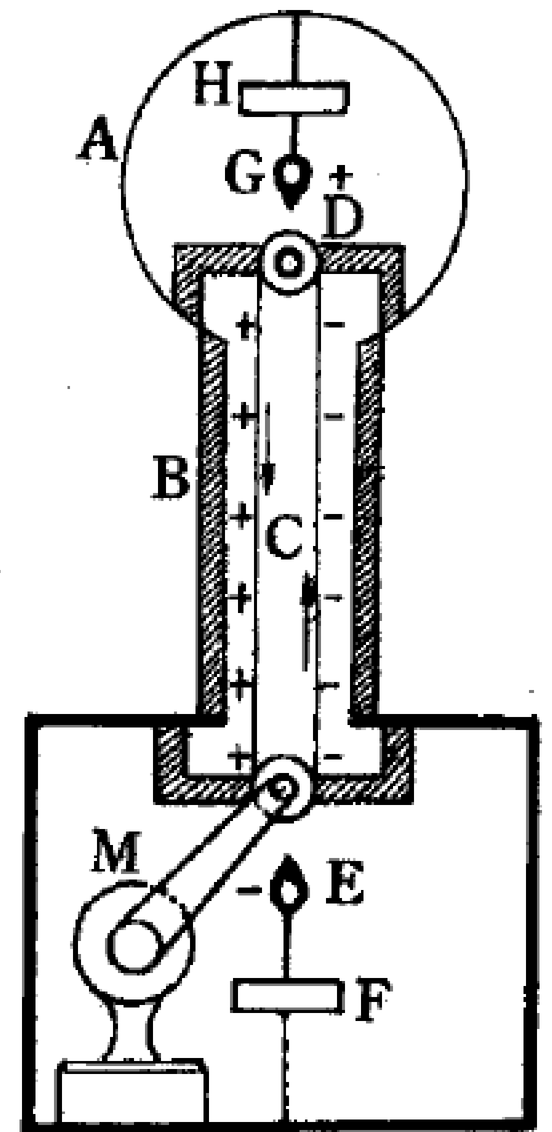


圖 9 — 149
范得格拉夫起電機

【范福瑞克順磁性】(Van Vleck paramagnetism)

在基態中沒有磁矩的原子或分子系統，當其受激態與基態的能量差大於 kT 時，由量子力學得出一與溫度無關的順磁化率。符合此磁化關係的性質，稱為范福瑞克順磁性。

【若蘭光柵裝置】(Rowland's mounting)

欲保證繞射光柵（*diffraction grating*）的正確焦聚，美國物理學家若蘭（*H. A. Rowland*）設計具有巨大半徑的凹形光柵。假設圖 9 — 150 中的 C 是光柵的曲率中心，虛線所示之圓具有之直徑等於光柵之半徑。就置於圓上的任一光源 S，則一切射線以同一入射角落於光柵上，且經光柵繞射的一切射線經過相同的角度聚集於虛圓上一點，因此，若一底片置於 O 處，且切於圓，此片能錄下相應於一繞射角的繞射譜線，這種裝置稱為若蘭光柵裝置，廣用於物理實驗中的光譜研究方面。

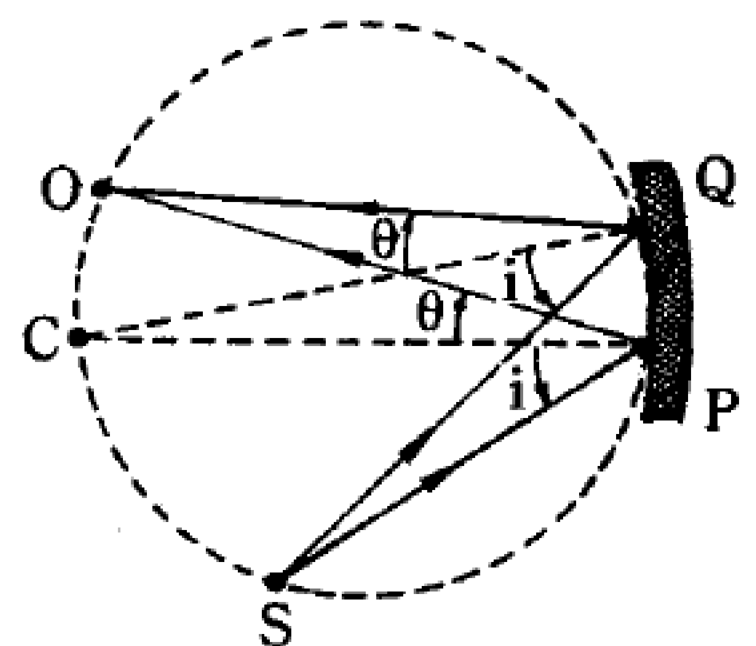


圖 9 — 150

【若蘭環】(Rowland ring)

欲得鐵試樣的磁化曲線(圖9－151),將原未磁化的材料作成環狀試樣,並繞之以螺線環線圈,如圖9－152則成所謂若蘭環。當線圈中有電流 i 時,若無鐵芯

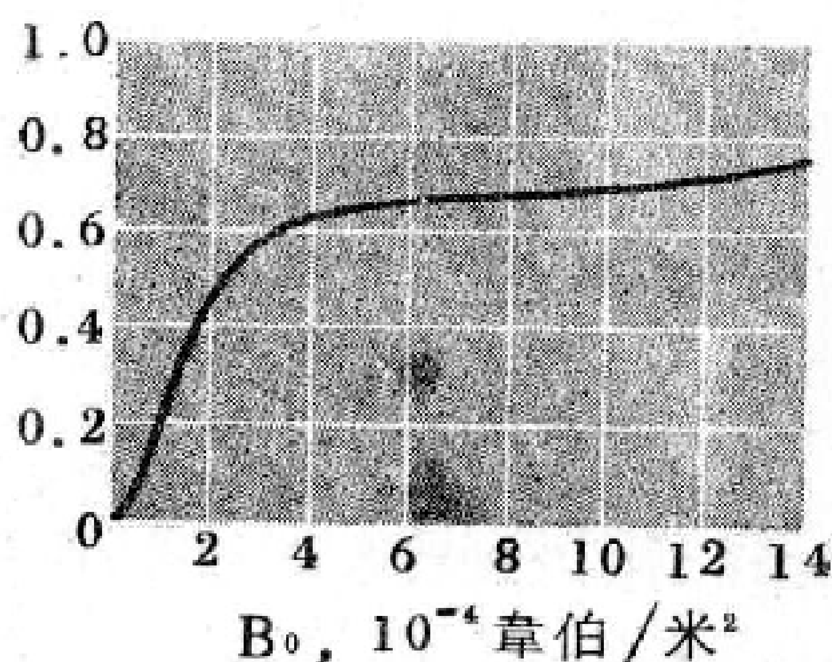


圖9－151 鐵之磁化曲線

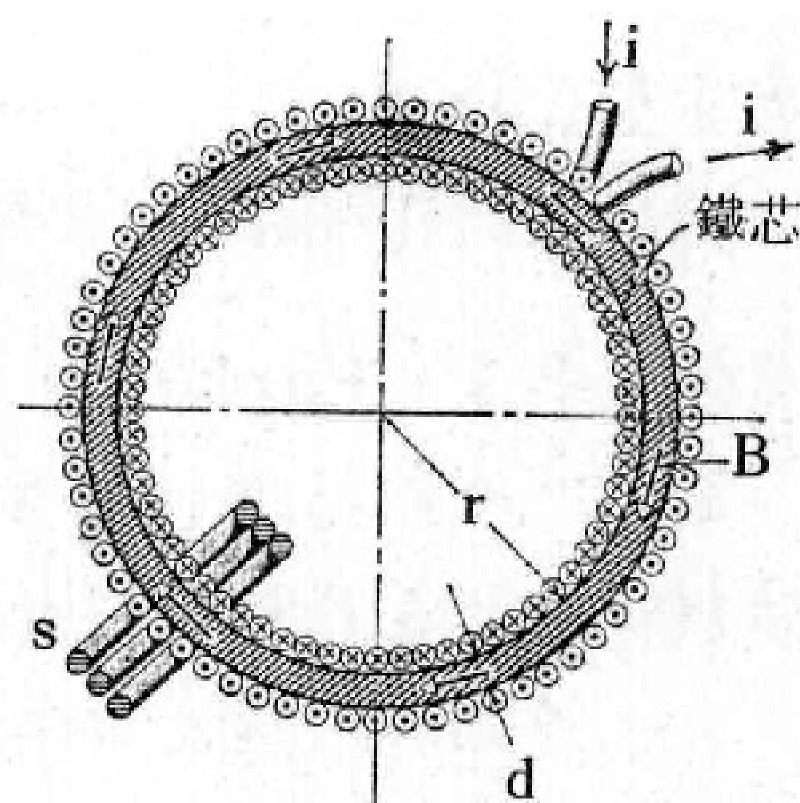


圖9－152
若蘭環(圖示次級線圈S)

即在螺線環中生成磁場得

$$B_0 = \mu_0 ni \qquad (1)$$

n 爲螺線環單位長度的匝數。雖然此式係由長螺線管推導而得,在圖9－152中若 $d \ll r$,仍可用於螺線環。因有鐵芯之故,在許多情形螺線環空間中的實際 B 值遠超過 B_0,此乃由於鐵芯中的基本原子雙極順外加磁場 B_0 排列,本身造成磁場於是可寫爲

$$B = B_0 + B_M \qquad (2)$$

B_M 爲試樣的磁場,與試樣的磁化率 M 成正比。常常是 $B_M \gg B_0$。

磁場 B_0 與螺線環中之電流成正比,由(1)式可算得。以下述方法可測 B;B_M 的實驗值可由(2)式導出,極大值 $B_{M,max}$ 對應於鐵中原子雙極的完全排列,故可繪出排列的分數程度($= B_M / B_{M,max}$)爲 B_0 的函數,如圖9－151。就此試樣而言,在 $B_0 = 0.13$ 韋伯／米²($= 1{,}300$ 高斯;此點約在圖中原點右方16 呎處)時,可達96.5%之飽和;增加 B_0 至1.0韋伯／米²($= 1{,}000$ 高斯;約在圖9－151右方120呎處),飽和分數僅增至97.7%。

將圖9－152中若蘭環主繞組的電流在 Δt 短時間內由0增加至定值 i,能求得(2)式中的 B。這使次級線圈 S 內出現瞬間的感應電流

，且在時間Δ *t* 內，有電荷Δ *q* 通過該線圈。可用衝擊電流計（*ballistic galvanometer* ）量取Δ *q* ，然後由Δ *q* 及一定的線路參數可算出 *B* 。

【英寸】（ Inch ）

詳閱“吋（ *Inch* ）”條。

【英仙星座】（ Persei ）

參閱“王族星座（ *Royal stars* ）”條。

【英國熱單位】（ British thermal unit ；簡稱 B.T.U. ）

在大氣壓力下將水一磅升高華氏一度所需之熱量。一英國熱單位之近似值爲 252 克卡（ *gram-calories* ）。

量熱法之計量單位除上述英國熱單位之外尙有克卡和仟克卡（ *kilogram calories*），均可使用量熱器測量出來。

【英製線規】（ British wire gauge ；簡稱 B.W.G. ）

英國的標準線規，以線號代表線的直徑，其線號比美制約小二號。

【虹】（ Primary rainbow ）

淸晨黃昏，雨後初晴，天空中有時現出美麗的弧形光帶，稱爲虹（圖 9 — 153 ）。

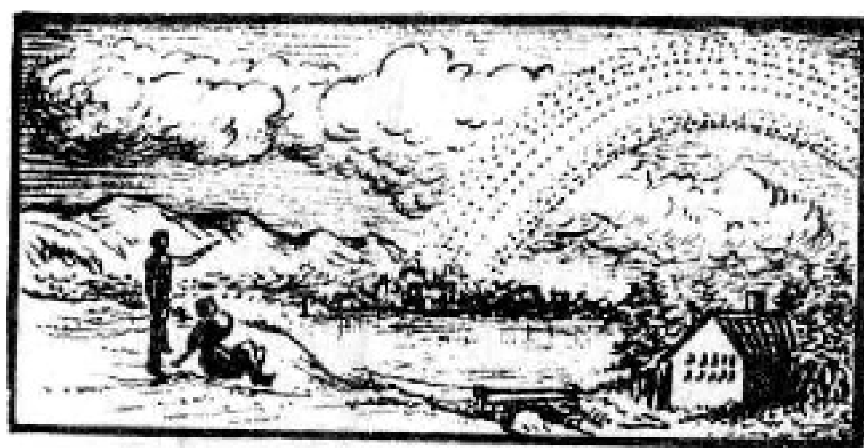


圖 9 — 153　虹

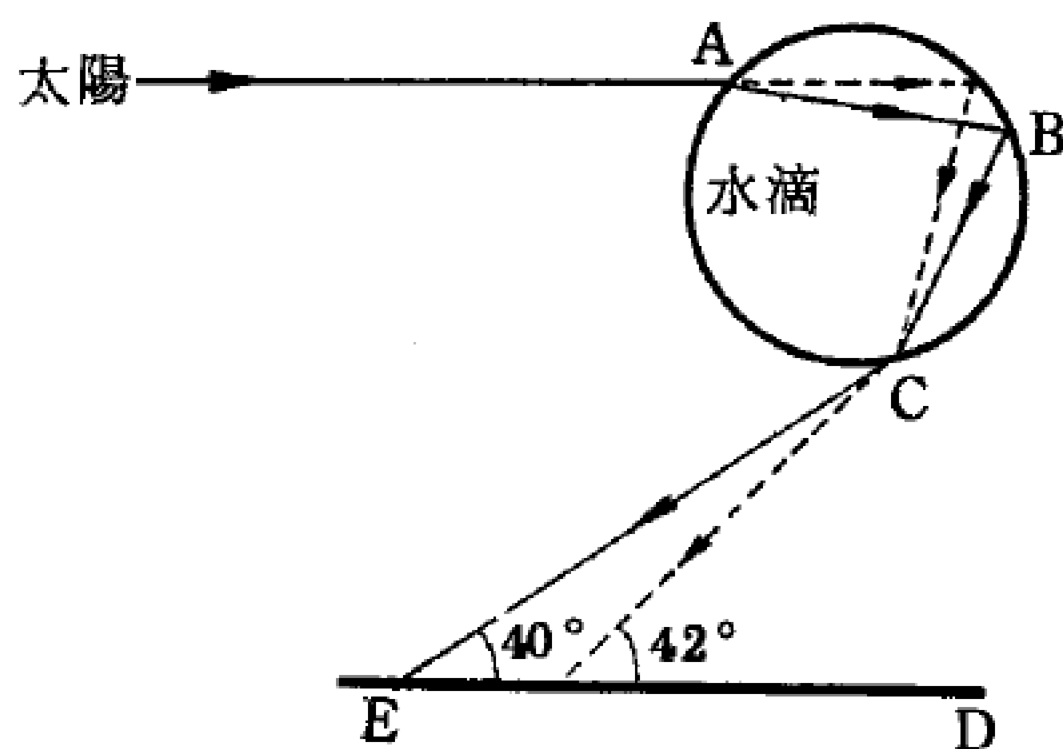


圖 9 — 154　虹的成因

太陽光照到空中浮懸著的小水滴上，發生色散（ *dispersion* ）作用，生成紅橙黃綠藍靛紫七種色光（圖 9 — 154 ）。虹中各種光線與太陽光線，各有一定的角度關係。對紅光而言，約爲 42 度；對紫光而言，約爲 40 度；其他橙、黃、綠、

藍、靛五種色光，依次夾於紅紫之間。由於空中浮懸無數的小水滴，所以凡與太陽光線成 42 度的水滴，不論位置高低，都可發生紅光。同理，凡與太陽光線成40度的水滴，都可發生紫光。其餘類推。這樣就形成了一個環狀，紅光在外而紫光在內。此外，二次虹或霓的生成（圖 9 — 155），原理與虹相似。

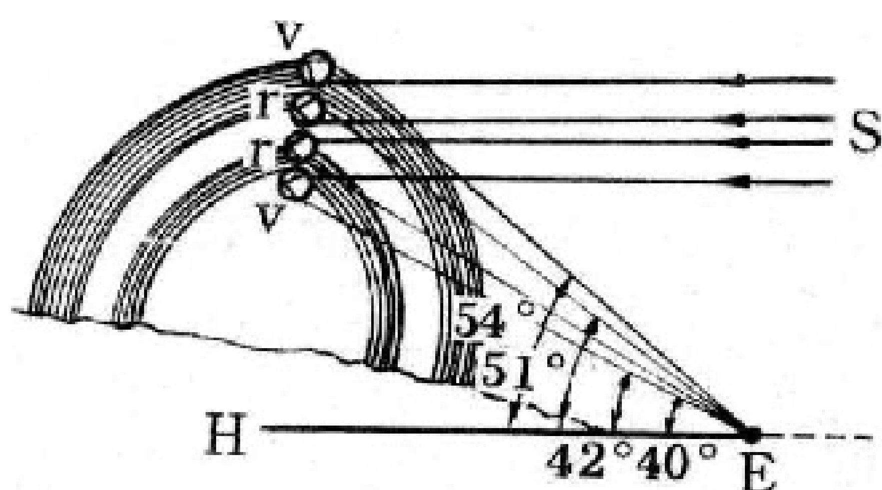


圖 9 — 155　虹和霓

虹在地面上看起來作彩色的弧狀，但在天空中看起來，卻作彩色的環狀，更加美麗。有些橫渡大西洋的飛行家，眼福不淺，曾看見過此種彩色圈狀的虹。意耳赫特女士（*Miss Amlia Earhart*）在第一次作大西洋的飛行中，和她的兩個隨員，也看見過這種天然的奇觀。這是在出發後的第一天晚上，他們看見虹在前面，作發光彩色的圓圈形，浮在下面的霧層上。那時飛機距地面的高度，約在四、五千英尺之間。圓圈四周湧著顏色不時變化的雲，在夕照中光耀透明。同時飛機的影子，被前面雲層的屈折作用而落在彩色圈的當中，如圖 9 — 156。除意耳赫特女士外，據其他飛行者的報告，他們也曾看到相同的景象。此種虹有時當太陽近地平線時，在高山頂上也可以看到。

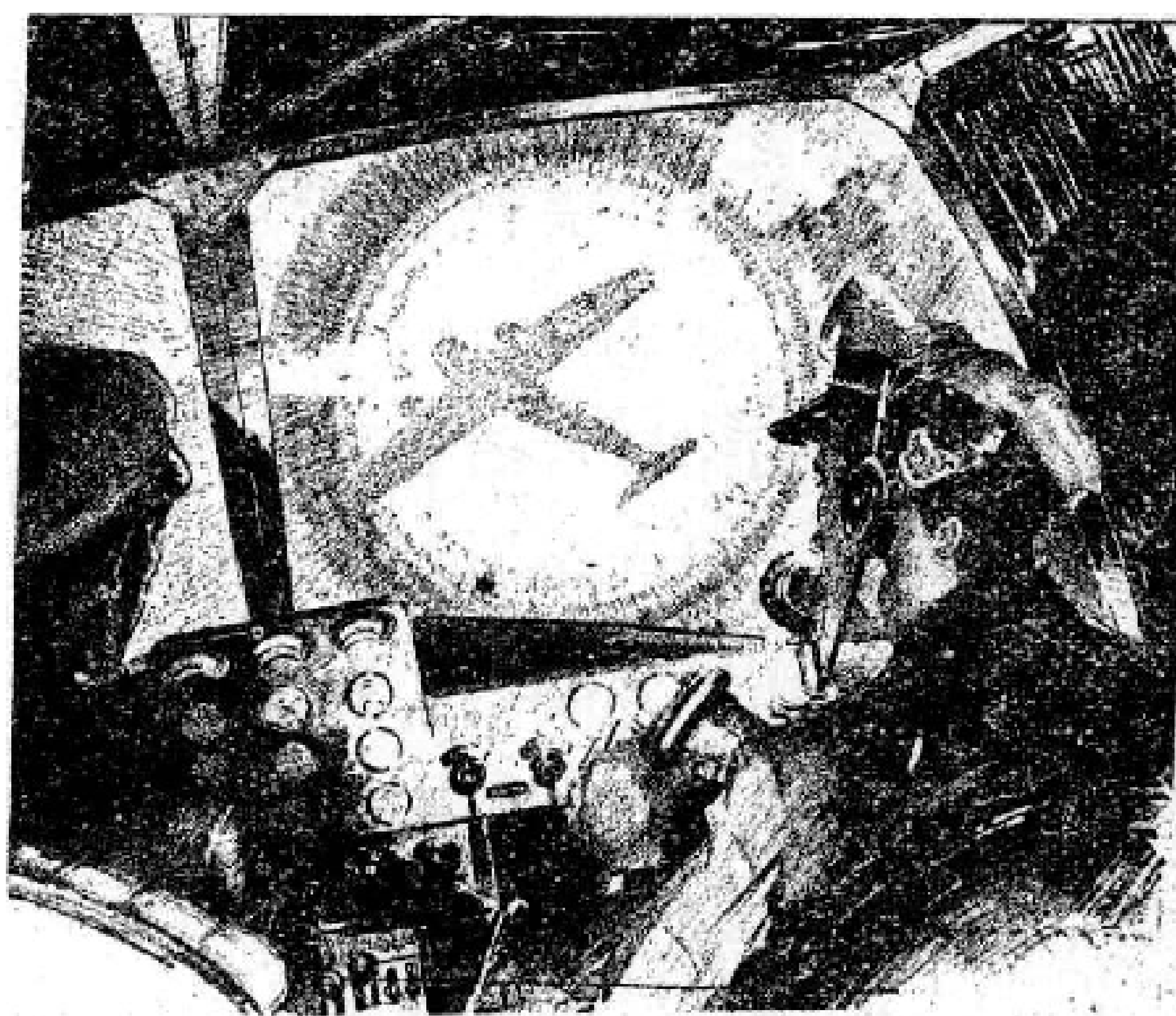


圖 9 — 156
在飛機上看到虹作彩色環狀的想像。這虹浮在飛機下面之雲層的上面，飛機的影子落在環的中央

夏天常常落雷雨或陣雨，雨過以後半邊天空露出了太陽，另外半邊天空，卻還有厚厚的雲層；同時，夏天地面溫度很高，蒸發很快，下雨

後天空還飄浮著水氣和小水滴。因此當太陽光穿過雲中和蒸氣中的小水滴後，就被折射出七色彩虹來了。

冬天大多是連綿不斷的小雨，而且雨後又不會馬上見到太陽；同時冬天氣候比較乾燥，蒸發得也比較慢，下雨後空中不會像夏天那樣充滿水氣和小水滴，所以冬天不容易出現虹。

【虹吸作用】(Siphon action)

彎曲液柱，利用大氣壓力和不等液柱重量的差而使液體流動稱爲虹吸作用。

【虹吸管】(Siphon)

將液體由一高處移至低處所用的彎曲管。使用時利用大氣壓力和彎曲管不等液柱重量的差別而使液體流動，此現象稱爲虹吸作用(*siphon action*)，如圖 9 — 157。這種虹吸管的作用，簡單的說，是由於在虹吸管頂端 *C* 處受到向右作用的壓力，大小等於大氣壓減去水柱 *a* 所生的壓力；同時在 *C* 處又受到向左作用的壓力，大小等於大氣壓減去水柱 *b* 所生的壓力。因爲向右作用的壓力較大，所以液體就由 *A* 流至 *B*。當 *A*、*B* 兩杯的水面等高時，*C* 處所受到壓力，左右相等，故水停止流動。又當 *B* 水面比 *A* 水面高時，則 *C* 處所受的壓力，向左的較大，所以水就反自 *B* 流入 *A*。

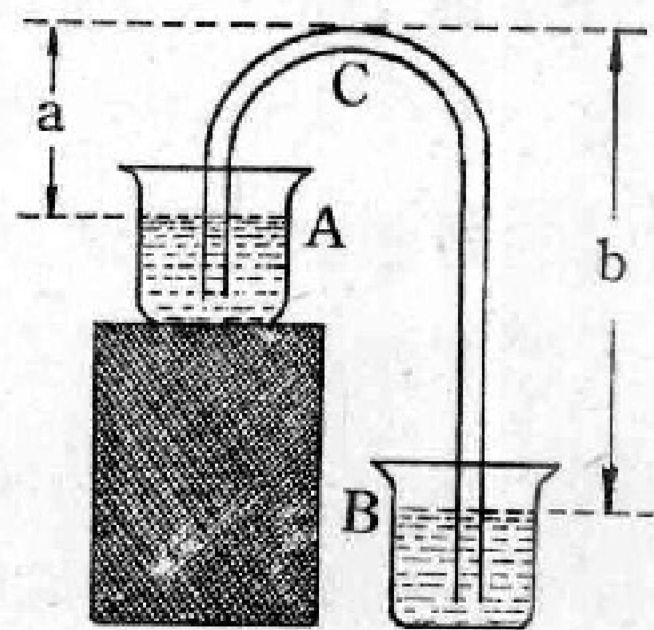


圖 9 — 157

虹吸管應用於使高處液面向低處陸續流動，而不和空氣接觸或不附著於外物的液體移至其他容器時極爲方便。若由高處液面至虹吸管最高處的高度爲 *h*，液體密度爲 *p*，則當 *hpg*（ *g* 爲重力加速度）比大氣壓大時，虹吸管不能發揮其效用。

【虹霓】(Rainbow)

虹霓是太陽光在水氣中的小水珠內經折射、色散和全反射等聯合效

應所產生的，觀察者背著陽光才能看到這種現象。虹霓有兩個弓形的彩帶，內彩帶較亮，其外圈是紅色，內圈是紫色稱爲虹。外彩帶較暗有時看不見，其顏色分佈與虹相反，即外紫內紅，此彩帶稱爲霓。

虹的成因如下：假設太陽光水平射向一水珠（見圖 9 — 158(*a*)），光線經兩次折射一次全反射後射出水珠。經仔細計算發現最大偏向角紅光是 138°，或圖(*a*)中 δ 的 180° − 138° = 42°。紫光的 δ 角等於 40°，其餘各色光則位於此二角度之間。

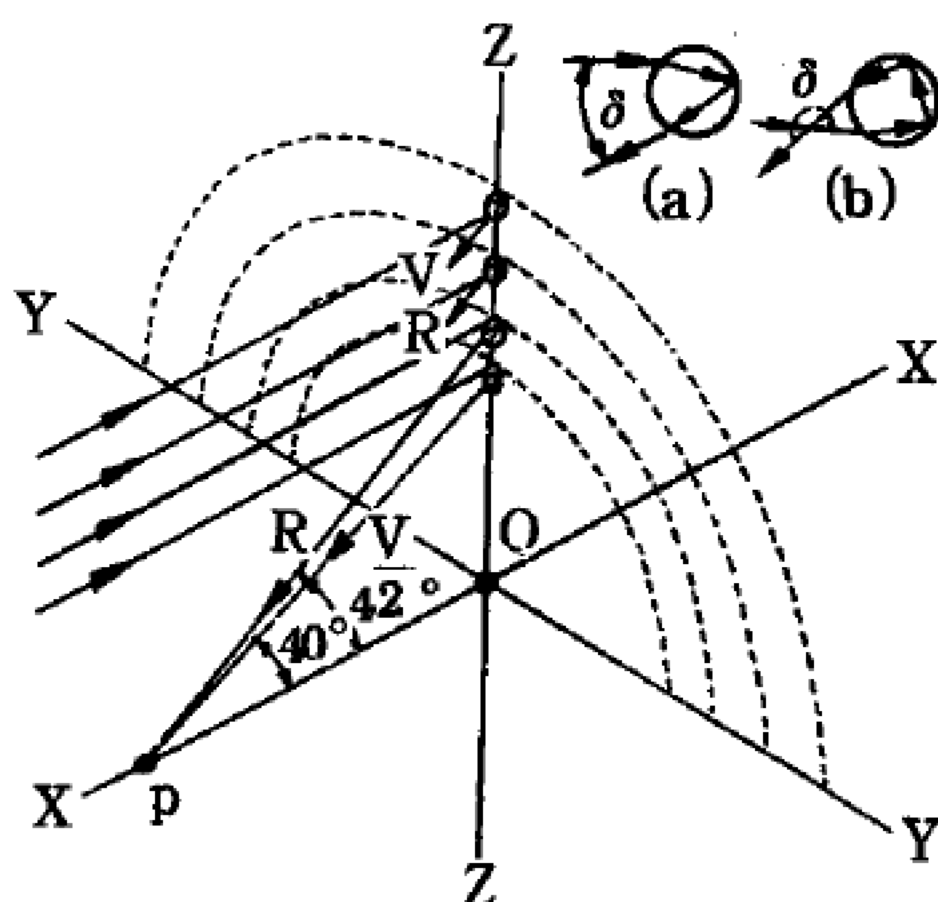


圖 9 — 158　虹霓

現在假設平地上有觀察者 *p*，太陽光由 *X* 軸左邊水平地向 *X* 軸右邊射去。所有以 *O* 爲圓心且對 *p* 點張 42°角的半圓上的水珠都反射紅光，而對 *p* 張 40°角的半圓的水珠主要是反射紫光，兩圈中間者則反射光譜上其餘色光。

霓的產生經過了二次折射和二次全反射（圖(*b*)），因此光度較暗。此時紫光偏向角較紅光大，兩者的 δ 角分別爲 54°和 50.5°。

【計】（ **Gauge** ）

度量的工具都叫計。

【計示壓力】（ **Gauge pressure** ）

大多數壓力計均以大氣壓力（ *atmospheric pressure* ）爲標準，測量實際壓力與大氣壓力的差，稱爲計示壓力。流體中某點之實際壓力稱爲絕對壓力（ *absolute pressure* ）。計示壓力可能高於或低於大氣壓力。

【計時裝置】（ **Timing device** ）

如利用時鐘控制之開關。

【計溫學】(Thermometry)

考究溫度量法之部分，常名爲計溫學，或計溫術。

【計算機】(Computer)

沒有人能夠說得出，電腦這個很不科學的名稱，是由什麼時候才變成如此普遍的。就像電燈泡一樣，電子計算機並不是那一個特定的日子所發明的。電子計算機已經經過很多年的發展和改進才有今天。1944 年是第一架完全自動的計算機器在美國被啓用的一年，它的全名是自動順序控制計數器，英文的簡稱是“*A.S.C.C.*”，設計人是美國哈佛大學數學研究所主任埃肯先生。或許電子計算機算是在西元 1938 年，當“ *A.S.C.C.*”建造計劃剛草擬的時候。也可以說是從西元 1934 年，因爲德國蘇士先生在那一年就開始了他的自動計數器試驗，以後就沒有間斷過。

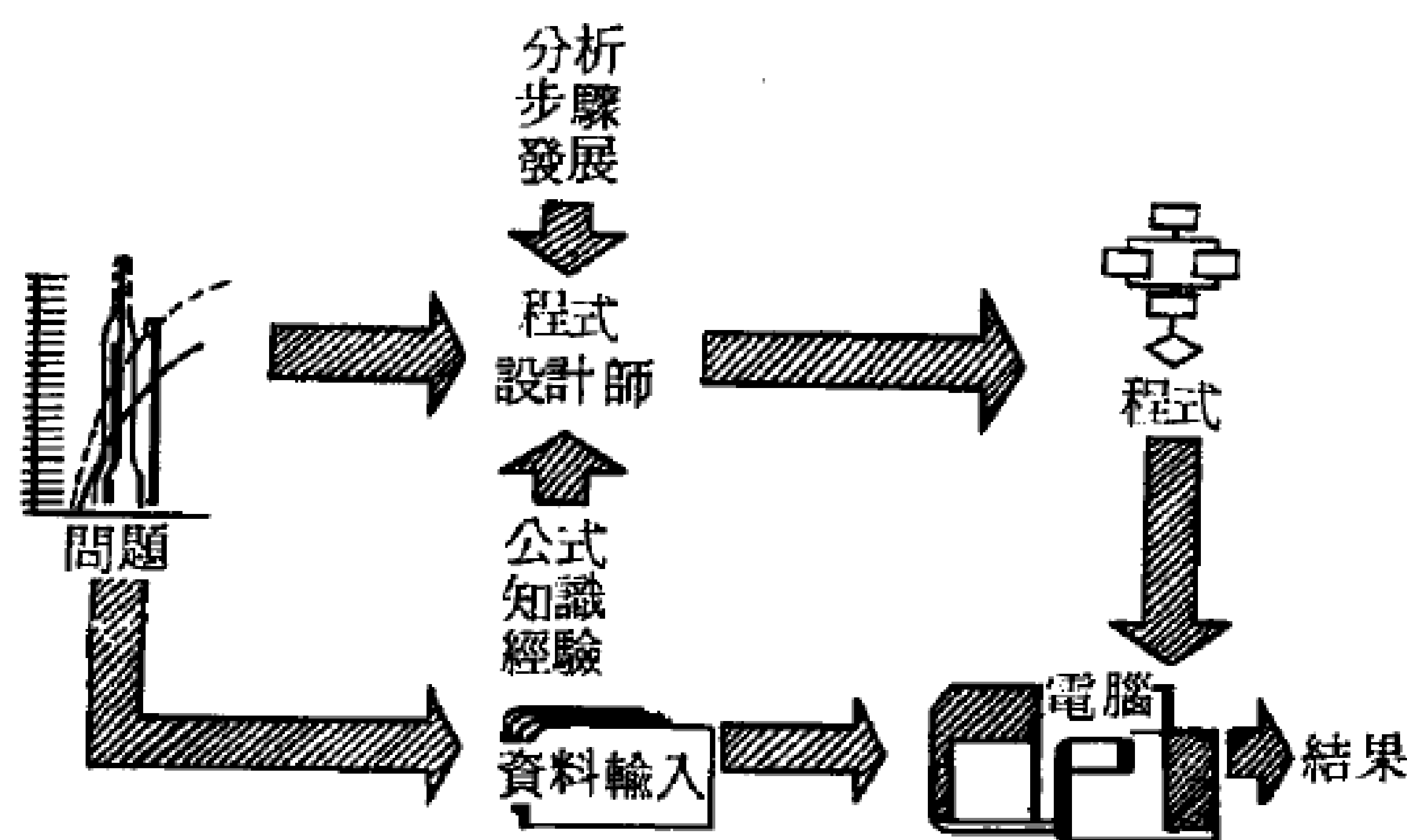


圖 9 — 159　將問題轉換爲機器程式的圖解

就電子計算機的建造來說，實際上電子計算機的電子管時代已經完全過去了，代之而起的乃是電晶體計算機，凡是電子管能做的，電晶體都能做到，而且電晶體的體積非常小，消耗的電流也非常微小。

繼電器所花費的交換時間，大約是 $\frac{1}{10}$ 秒鐘，如果做得更精密一些，交換時間可能會縮短到 $\frac{1}{15}$ 秒鐘。雖然 $\frac{1}{10}$ 秒，或者 $\frac{1}{15}$ 秒鐘都是非常短的時間，但是與電晶體交換器所花費的交換時間比，那就未免太長了。電晶體交換器所花費的交換時間，只有用物理學方面的特殊方法

才能量出，因爲它花的時間是在十億分之一秒的範圍。沒有人能想像得到十億分之一秒鐘是過得多麼快。

電晶體的交換時間短，是因爲它動作起來簡單，沒有產生慣性的鐵塊，它唯有的是電子及電路。爲了要瞭解電晶體是怎麼動作的，我們必須找個例子來解釋，假設我們用自來水代表電流，那麼電晶體就相當於水龍頭，當然只要我們調節水龍頭的開關，就可以調節流水量的大小。現在假如這個水龍頭的開關螺絲非常敏感，只要有水從開關螺絲的間隙射出來，就能打開水龍頭的話，那麼從間隙射出的水越強，從水龍頭出口所流出的水量就越大。反過來說，從間隙所射出的水越弱，從龍頭出口所流出的水量就越小，甚至於沒有水流出來。

計算機當然會有錯誤的，比起從前的老式計算機，錯誤雖然已經減少很多了，但是我們仍覺得它的錯誤太多。當計算機計算載人火箭的航路時，如果算錯了，那是不可原諒的，所以在這種情形下，絕不能算出錯誤的結果來。

也沒有人能保證計算機不會出錯，還好我們可以有幾種方法來檢查錯誤，查出錯誤後當然可以立刻修正和修理。一種方法就是把各種資料同時運算兩次，這是利用同一架計算機的兩個不同算術單位同時做。斯浦瑞——蘭娣的“*UNIVAC*”計算機就是用這種方法，它每次把兩個算術單位同時算出的結果相減，假如兩個結果相同，相減後一定是 0，如果相減後不是 0，一定有一個結果是錯的，計算機立刻會發出一個警告信號，機器同時也停止運算了。

兩個算術單位同時運算當然好，但所花費的計算機製造成本也就高。以現在的標準來說，這種雙算術單位（*UNIVAC* 是計算機時代初期的產品之一）的機器太貴了。而現在在檢查錯誤方面，已有其他更好的方法代替，這些方法被稱爲“驗碼法”。

首先我們要瞭解，計算機在什麼情況下才會發生錯誤。例如，部分

蓄存器或算術單位發生嚴重的損壞，當然就會有錯誤發生，但是這並非僅有的原因，並且機器有損壞的話，它自己就會自動停止運算。眞正時常發生的錯誤，都是由於電晶體壞了、焊接點鬆了，或者是由於蓄存器所發生的一些其他小毛病。如果是因爲蓄存器的小毛病，電碼中的一個二元數目字可能就會遺失，如果“01010”，因爲失去了一個“1”而變成“00010”或“01000”，當然就會得到錯誤的結果。電碼中常常也會有多出一個“1”(多出一個脈波)的情形發生，像這種情形就是修理計算機的技術人員，也不會知道這個脈波是從什麼電路產生的。

在計算機中用“$\frac{2}{5}$碼”有什麼優點呢？“$\frac{2}{5}$碼”的每一個電碼，都含有兩個“1”和三個“0”。因此計算機每運算出一個結果或每作一個動作後，都要查一下這些結果的電碼，是否由兩個“1”及三個“0”所構成。要機器能做這種驗碼的工作，在計算機的電路上加一個正反器，讓那些中間運算結果的脈波電碼，成串的進入正反器(原來的電碼脈波是平行進入五條導線的)，那麼正確的電碼因爲有兩個脈波，所以當這一電碼完全通過正反器之後，正反器的勢態應該不變；反之，如果電碼中只有一個“1”或三個“1”，正反器就會改變它原來的勢態而交換到錯誤的方向，警鈴立刻就會響，而警告燈也就亮了。

同時在計算機的操作板上，也會有一個警告燈，告訴你現在有錯誤發生了。

用這種方法來驗碼，如果電碼的兩個“1”都消失了，或者同時多出兩個“1”的話，正反器會發現嗎？

正反器當然不會發現，像這種情形只好假設說它不會發生。現在電子計算機，做100,000,000個動作，大約才會有一個小錯誤發生(當然實際數字沒有人能夠知道)。所以發生這種無法查出的雙重錯誤機會，約在100,000,000 × 100,000,000次中才有一次，這種危險我們是願意冒的。

另外還有其他驗碼方法，如負閘電路就有這種驗碼作用，因為只有正確的電碼送入電路，方能使及閘產生反應。當然只有在沒有錯誤的情形下，那些數學家才能使用計算機，算出所要的結果。

計算機有兩大類：數字式的和模擬式的。數字計算機（*digital computer*）用數字計算，有點像我們計算那樣，從1、2、3開始，一步一步地進行。但模擬計算機（*simulate computer*）的測量是連續的，電壓表就是一個模擬裝置，它能在它的標度範圍內（例如由 0至 10伏特）任一處指示出所測值。用於指揮航空交通的一種模擬計算機，連續地測量飛來的飛機的速度、高度和方向。同時它測量風速和風向，然後對全部資料加以比較，指示飛來的飛機最佳著陸途徑和著陸速度。因為情況連續變動，測量必須是連續不斷的。

【計算機語言】（Computer language）

即機械語言。

參閱“機械語言（*Machine language*）”條。

【計數器】（Counter）

計數器是輻射偵檢儀器或測量計的通稱，利用游離總數或游離速率來偵檢和測量輻射。而在電機工程裏則指附在繞線機上之轉數機等計量儀器。

【負】（Negative）

此字指出比正常有較多負電子之一端；或指攝影之底片。

【負力矩】（Negative torque）

就是使物體產生順時針旋轉的力矩。

【負反饋】（Negative feedback；Inverse feedback）

屏極電路對柵極電路的反作用，即屏極電流的變化在柵極上產生一個電壓，其相位與原來引起屏流變化的電壓相反，這種情況叫做負反饋，是用來區別於正反饋（*positive feedback*），或就是反饋。在正反

饋中，屏流的變化在柵極上所產生的電壓與引起屏流變化的電壓具有相同的相位。獲取負反饋的最簡單的方法是在電子管的陰極電路中接入一個電阻 R_k，如圖 9 — 160。舉例來說，如果柵極上的正電壓在增長，則屏極電流增長，因而陰極電流增長，電阻 R_k 上的電壓降也就加大，即柵極上對陰極而言的負電壓也就增大了。如此柵極上由於反饋而產生的電壓與從外面加到柵極上的電壓在相位上便是相反的。負反饋廣泛地應用在低頻放大器和視頻放大器內，因為它雖然降低了電子管的增益，但卻提高了放大器工作的穩定性，並減小了放大器內的幅度失真和頻率失真（*frequency distortion*）。負反饋常常不是在某一個別的放大器中進行，而是在整個放大器中進行，即一部分交流電壓從放大器的輸出端以相反的相位再加到放大器的輸入端上。

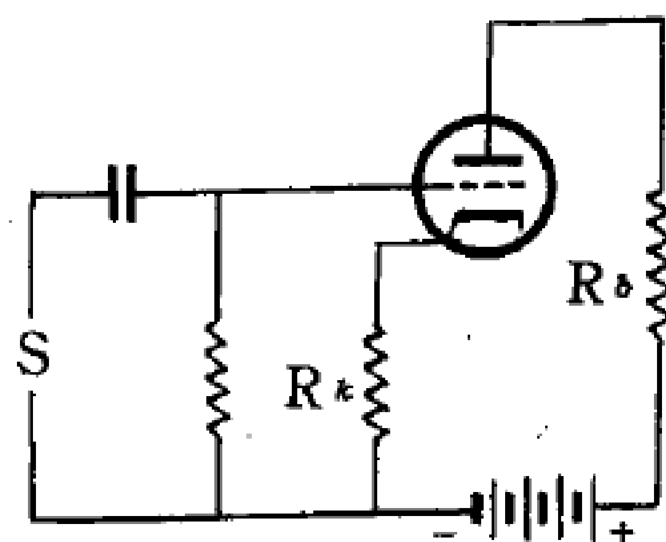


圖 9 — 160

【負反饋放大器】（Negative feedback amplifier）

在聲放級為要減少放大後音頻的失真，常採用負反饋式的放大器。

【負功】（Negative work）

物體反抗力所做之功，如物體上拋為物體反抗引力作功。

【負加速度】（Negative acceleration）

與減速度（*deceleration*）同義。即速度不論是人為或自然之阻礙而失速者均為負加速度。

【負半週】（Negative half period）

指交流電與正向半週相反方向的半週。

【負目鏡】（Negative eyepiece）

謂置於物鏡主焦鏡範圍內的目鏡，如惠更斯目鏡。

【負回授】（Negative feedback）

即負反饋。

參閱“負反饋(*Negative feedback*;*Inverse feedback*)”條。

【負性發射】(Negative transmission)

發射視頻信號時，減弱開始時的光強，因而增強輸出電力。

【負阻管】(Dynatron)

具負電阻特性之四極管。

【負阻管效應】(Dynatron effect)

在電子管內由於二次放射而發生二次電子流的現象。二次放射通常是發生於電子管的屏極，如果簾柵極的正電壓大於屏極上的電壓，則由屏極發出的二次電子將爲簾柵極所吸引，於是就發生二次電子流，其方向是從屏極到簾柵極，即與屏流方向相反。這個電流的出現，會使屏極特性曲線發生失眞(*distortion*)，使電子管的正常工作受到破壞。爲了消除負阻管效應，便採用了專門的抑制柵極。

【負阻管振盪器】(Dynatron oscillator)

將三極振盪器柵極之正壓提升到較屏極電壓爲高，屏極不能吸收電子，而柵極則容許其吸收電子，然而亦有電子經柵極表面射向屏極後，由電子到達屏極，相互碰撞，因而有一種放射電子自屏極產生，此種現象稱爲二次放射(*secondary emission*)。其作用產生振盪，稱爲回射電子管振盪器。若振盪器是四極管，這負電阻是利用簾柵正壓高於屏壓得來。

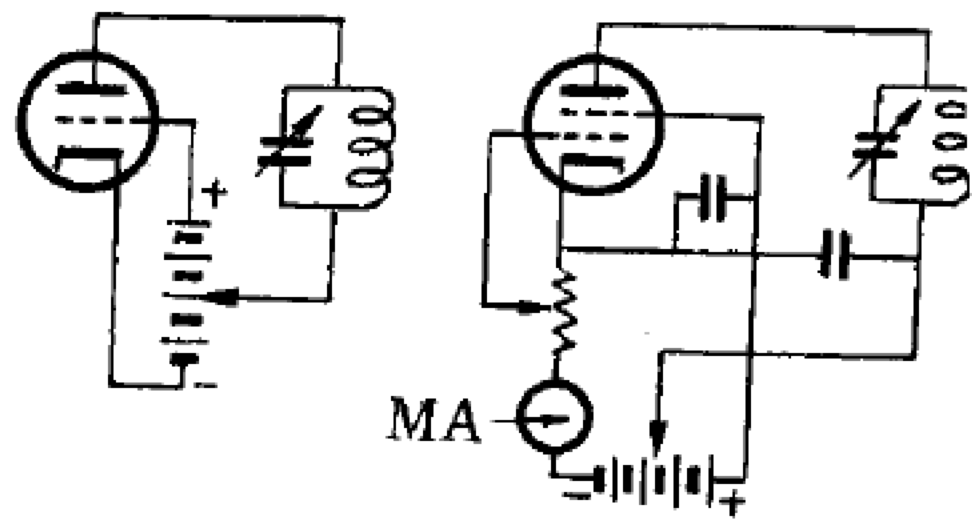


圖 9—161

【負阻管振盪電路】(Dynatron oscillator circuit)

藉二次放射之負電阻作用而產生之振盪電路。

【負柵】(Negative grid)

負偏壓供給柵極時，使柵極負於陰極，因爲柵極電路常以不消耗電

力爲原則。

【負型半導體】(Negative semiconductor)

或稱N型半導體。具有四個價電子的金屬晶體，電子雖多，皆非自由電子，故不能傳導電流，若摻以微量的五價元素(如砷、銻)，則具有五個價電子的原子，混入四價原子之間，結果除了構成共價鍵以外，每一原子還剩下一個電子，可在晶體內自由移動，故導電性略爲增加，此種由游離電子來導電的半導體叫負型半導體。

【負型鍺】(Negative germanium)

也叫做N型鍺，是在鍺中加入原來有五個最外層電子的砷原子。每個砷原子跟鍺原子結合時，只需用四個最外層電子，因而釋出一個可自由移動的電子，這個自由電子可導電，如圖9—162所示。

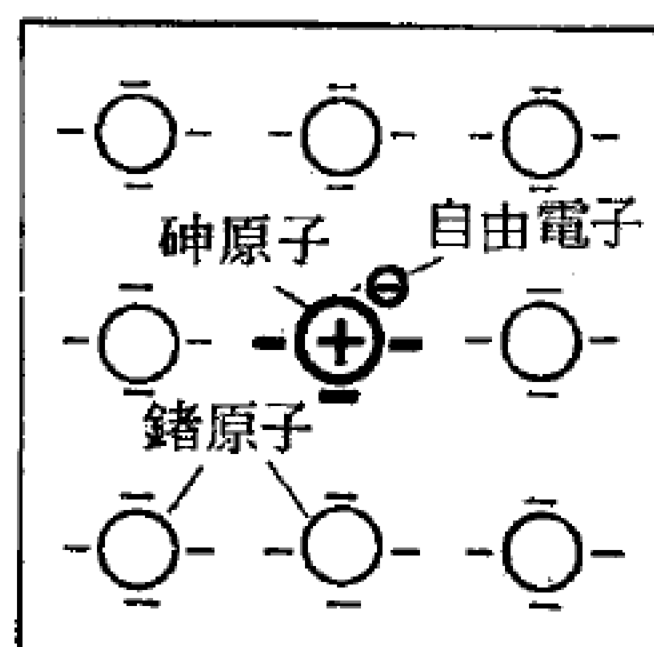


圖9—162　負型鍺

【負厚透鏡】(Negative thick lens)

對於測定一厚的負透鏡或透鏡系統的焦距之實驗之配置如圖9—163所示，圖中輔助正透鏡用於在玻璃尺度上之I_1處造成一物像，此物像可調節至大小與其物標者相等，在置於會聚光柱中時可用做負透鏡之物標。一俟安排就緒，此物像便在I_2處平面上呈現，於是可用測微尺目鏡測定之。在I_2處及在I_1處物像之大小比值，求得放大率m_1。

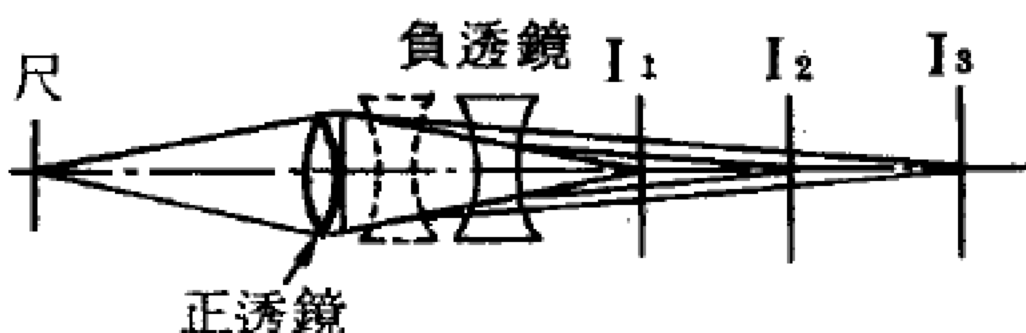


圖9—163

若負透鏡重新移動一位置至圖示之點線部分，則物像將移至I_3，則得放大率m_2。應注意在決定($v_2 - v_1$)值中對應距離I_2及I_3，加負透鏡由第一位置移動至點線位置之移動量；同理，($u_2 - u_1$)等於僅負透鏡之移動距離。

【負能量狀態】(Negative energy state)

在相對論量子力學中，沒有自旋的粒子之波動方程式是克來因、高登方程式（*Klein-Gordon equation*）

$$\left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \right]\varphi = 0$$

假設此粒子爲靜止，則其解爲

$$E = \pm mc^2$$

故此方程式有負能量狀態的解。

同樣，一自旋爲 1／2的粒子之波動方程式爲相對論性的狄悅克（*Dirac*）方程式

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[c\vec{\alpha}\cdot\frac{\hbar}{i}\nabla + \beta mc^2 \right]\psi$$

其靜止粒子的解仍然是 $E = \pm mc^2$

所以此式中亦有負能量狀態。因此產生狄悅克的電子理論，即電洞學說，認爲有所謂的反粒子存在，此反粒子就是在負能量狀態。

【負載】（Load）

1. 物體所支持的任何力稱爲負載。

"集中負載"是力的接觸面甚小與物體表面相較可予忽略者。"分佈負載"是力的接觸面甚廣，分佈在全部或部分物體表面者。若每單位接觸面的負載強度都相同者稱爲均匀分佈；否則爲非均匀分佈。

2. 通訊上的負載是換能器（*transducer*）所損耗的訊號功率；或損耗訊號功率的基素。

3. 電學上的負載是損耗電功率的裝置或電路元件。

【負載方程式】（Load-line equation）

二極管中 $E_{bb} = E_P + I_P R_L$

其中 I_P是屏極電流，E_P 是屏極電壓，R_L是負載電阻，E_{bb} 是屏極電流爲0時的電壓。

【負載因數】（Load factor）

在某一特定週期內，電力廠或電力系統負荷的平均負載與在此週期內尖峯負載的比值。

【負載阻抗】(Load impedance)

1. 前進波中阻滯力與速度之比。

2. 交流電路內電阻、電感、電容等諸元件的總電阻。

【負載特性曲線】(Load characteristic curve)

指加入負載後的動態特性。

【負載電路】(Load circuit)

發報機振盪電路的線圈及電容器，各具有高週率阻抗，故稱爲負載電路。或稱爲吸收電路 (*absorbing circuit*)。

【負載電路效率】(Load circuit efficiency)

負載電路輸出之有效功率與輸入者之比值。

【負極】(Negative electrode)

與電池陰極相連之電極，或簡稱陰極 (*cathode*)。

【負電】(Negative electricity)

毛皮摩擦塑膠棒 (或硬橡皮棒) 後所生之電性。負電是物體有多餘電子所致。

【負電子】(Negative electron ; Negatron)

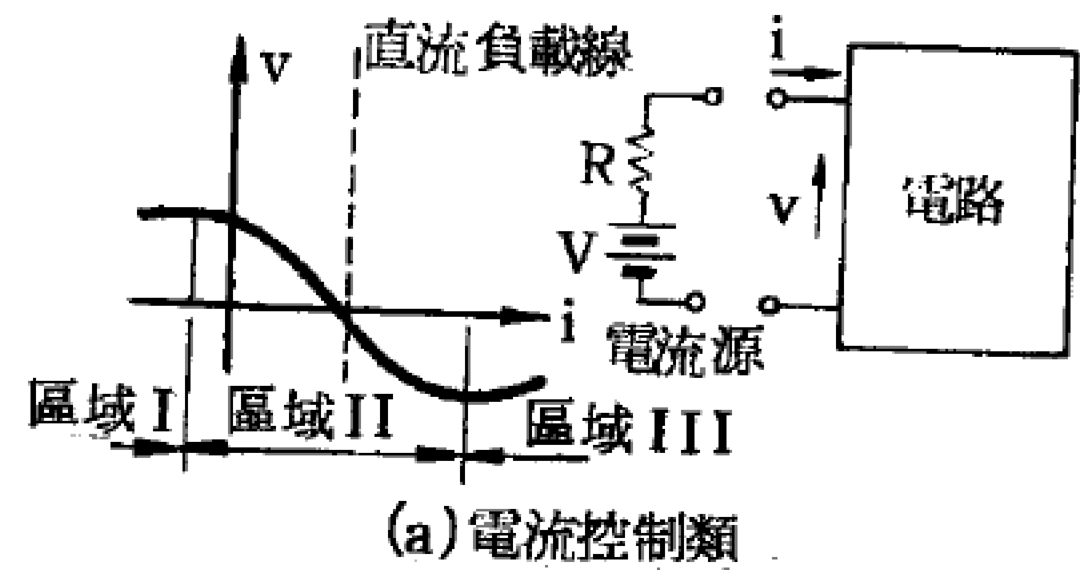
是世界上最輕微的小粒子，在其軀體的外面有許多力線與其本體垂直，其力線是向外的，電的一般表現常常是這些力線所造成的效果。

【負電阻】(Negative resistance)

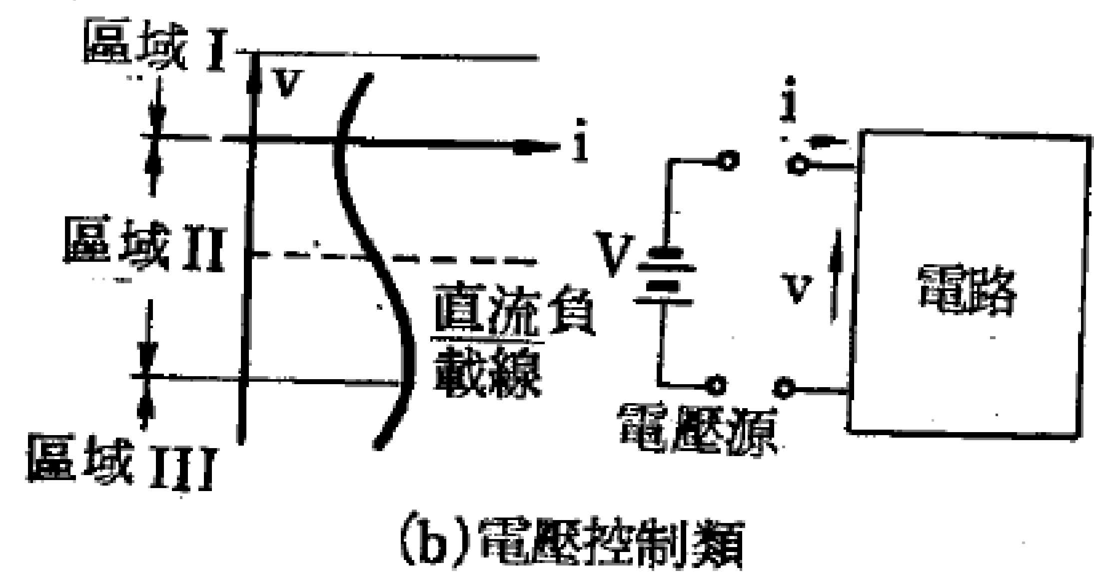
具有負斜率電壓、電流特性曲線的電路裝置之電阻；即特性曲線上某點的電壓漸增時，電流卻漸減。負電阻的電路裝置可歸爲兩類：電流控制類、電壓控制類。圖 9－164 (*a*)顯示電流控制類裝置的特性曲線，其電壓是電流的單值函數。圖(*b*)顯示電壓控制類裝置的特性曲線，此時電流是電壓的單值函數。兩圖中區域Ⅱ表示負電阻區間，區域Ⅰ和Ⅲ爲

正電阻區。很多裝置的電壓、電流特性曲線都具有負斜率的區間，如磁控管、代納負電阻管振盪器等。

任何一個實際的儀器都是在電壓變化的某個有限範圍內才能具有負電阻，例如電弧只是在電壓變化的某一段上具有負電阻。電子管當各電極上的電壓為某種數值時，在特性曲線的某些區段上可能具有負電阻。如果在負電阻上連接一個振盪迴路，則負電阻可以將能量給予振盪迴路，以補償迴路中的能量損耗，這時迴路便產生出等幅振盪。利用負電阻以產生等幅振盪的最簡單情況就是負阻管振盪器。帶反饋的普通電子管振盪器也可以看作是這樣一個電路，其中電子管由於反饋而將一個負電阻加到了振盪迴路上。當這個負電阻的絕對值超過了迴路的電阻時，迴路中就會產生等幅振盪。



(a)電流控制類



(b)電壓控制類

圖 9—164 負電阻特性曲線

【負電荷】(Negative charge)

用獸皮摩擦硬橡皮即帶負電荷。

【負電壓】(Negative voltage)

電子濃度較大一點對濃度較小的一點而言。

【負溫度係數】(Negative temperature coefficient)

詳閱“反應率溫度係數(*Temperature coefficient of reactivity*)”條。

【負像】(Negative image)

電視接收中，在負調制的情況下，為了獲得正像(正常影像)，便

在接收管上加以這樣符號的信號，使得它能在信號強度增加時使亮點的亮度減小，即是說，使得最大的信號能將管子停熄，而最小的信號則將管子開啓並達到最強的亮度。如果信號是以相反的符號加到管子上，即是說，信號強度增加時，亮點的亮度也隨著增加，這樣就獲得負像，發送影像的黑暗部分在屏上將變成亮的，而光亮部分則變成黑暗的。

【負質子】(Anti-proton ; Negative proton)

詳閱“反質子(*Anti-proton*)”條。

【負調制】(Negative modulation)

電視發射機內的幅度調制。在此種調制中，影像黑暗部分的發送對應於所發射高頻振盪中的最大幅度，而影像最亮部分則對應於高頻振盪中的最小幅度。在負調制裏，高頻振盪的最大幅度是在發送同步脈衝，即所謂更黑信號電平時獲得的。在另一種調制中，影像的亮度增加時，高頻振盪的幅度也隨之增加，這種調制稱爲正調制(*positive modulation*)。

【負離子】(Anion ; Negative ion)

荷負電的原子，在電池的負極即充滿了此種負離子。

【軌道】(Orbit)

電子繞原子核運轉時，所通過之路程稱爲軌道。

【軌道天文臺】(Orbital astronomic observatory ; 簡稱 O.A.O.)

軌道天文臺是 3,600 磅重的太空船，能使一具望遠鏡有高精確度對正恒星。擎天神 - 愛眞納 *D* 火箭系統將太空船送入 500 哩高與赤道成 30°傾角的圓軌道上。*O.A.O.*是在發展中最重也最複雜的不載人太空船，在 1959 年早期開始*O.A.O.*的工作，即鼓勵天文家提供對軌道天文觀測的意見，上述的*O.A.O.*就是會商的結果。第一架*O.A.O.*是在 1966 年發射的。

四種主要O.A.O.試驗在發展中，係由史密遜天文物理觀測臺（S.A.O.）、威司康辛（ *Wisconsin* ）大學天文臺、普林斯敦（ *Princeton* ）大學天文臺及高達得太空飛行中心（ G.S.F.C.）分擔進行。此外尚有三個研究X光及γ射線的實驗成一小組在發展中。

史密遜及威司康辛實驗可同時裝在O.A.O.上威司康辛及小的X光—γ線儀器亦可裝在一架O.A.O.上。G.S.F.C.及普林斯敦實驗儀器則每套需一整架太空船。

在 1966 年初，發射第一具O.A.O.以後，每年會發射一臺，至少每具O.A.O.可有 70% 的可靠性足可在軌道上有一年的使用壽命。

這些天文臺受三個地面站控制，一個在智利的聖地牙哥（*Santiago*），一個在烏拉圭（ *Ecuador* ）的癸投（ *Quito* ），一個在北佳羅林那州的羅斯門（ *Rosman* ）。中央控制站是在高達得太空飛行中心，在馬利蘭州的格林拜特（ *Green Belt* ），用電報打字機與遠站聯絡，再加上與羅斯門站用超短波無線電聯絡。

每一天文臺有兩部分：太空船及實驗儀器或望遠鏡，太空船是一標準化的結構，它提供電源，儲存資料，控制飛行姿態及通訊，它能裝載各項實驗裝備。實驗裝備各有不同，有的受太空船位置限制不能裝在一起。用一種標準太空船不徒費用經濟，在重覆使用中也易於促進它的可靠性。

【軌道角動量】（ Orbital angular momentum ）

當一質量爲m，速度爲$\vec{V}$的粒子沿一軌道運行時，其軌道角動量爲$m\vec{r}\times\vec{V}$，$\vec{r}$是粒子對原點（在一個慣性系統中的固定點）的位移向量。在量子力學中，軌道角動量以算符表示之。

【軌道角動量速滅】（Orbital angular momentum quenching）

原子核在聯心電場（ *central field* ）中軌道角動量在某一特定方向之分量L_z與L^2爲常數，但在非聯心電場中，因軌道平面在不斷運動

，角動量的各分量不再爲常數。在晶體中L^2可近似常數而L_z則否，當L_z平均值爲0時，軌道角動量即稱爲被速滅。

【軌道衰變】(Orbital decay)

人造衛星(*artificial satellite*)橢圓軌道之離心率逐漸減小，每次公轉時距地之遠地點一次比一次接近地球，直至橢圓軌道變成圓形，更進一步變成旋渦狀路線，將衛星帶進較稠密之大氣下層，此種過程稱爲軌道衰變。

【軌道速度】(Orbital velocity)

軌道速度，可定義爲兩種情形：

1. 物體在軌道中移動之速度。

2. 使火箭升至某高度並獲得繞地而轉之軌道速度，但此速度並不具有逃脫(*escape*)地球重力之速度。對於地球而言，運行於軌道之速度每小時約18,000哩，又稱爲圓形軌道速度 (*circular orbital velocity*)。

【軌道運動】(Orbital motion)

天體或物體循一已定之軌跡移動時稱爲軌道運動，其在單位時間所移動之距離，是爲各該物體之軌道速度。

【軌道磁矩】(Orbital magnetic moment)

研討軌道磁矩時，應先計算一原子電子的軌道磁動量$\vec{\mu}_l$，進行這項計算，要綜合利用簡單的電磁學說(*electromagnetic theory*)、波爾學說(*Bohr theory*)和量子力學(*Quantum mechanics*)。

有一質量m和電荷$-e$的電子，以速度$\vec{v}$在一半徑r的圓形波爾軌道上運行。這電荷在一廻路上循環就構成了下面大小的電流

$$I=\frac{e}{c}\frac{1}{\tau}=\frac{e}{c}\frac{v}{2\pi r} \qquad (1)$$

這裏τ是電子的軌道時間。這種電流廻路所產生的磁場，在遠距離的地

方其效應和一個置於廻路中央並且垂直於電子旋轉平面的磁偶極子(*magnetic dipole*)所產生的一樣。在一個面積爲 A 的廻路中之電流 I，等值偶極子的磁矩的大小如下

$$\mu_l = IA \qquad (2)$$

磁矩是用來度量偶極子的力和取向的並由下式定義之 $\vec{\mu}_l \equiv q\vec{\delta}$

這裏 q 是每一極的磁極強度，而 $\vec{\delta}$ 是從負(南)極伸展到正(北)極的向量。對於由一負電荷粒子所產生的電流廻路，$\vec{\mu}_l$ 的方向恰與角動量向量 $\vec{L}$ 的方向相反，它的取向和大小是由下式表示的 $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = m\vec{r} \times \vec{v}$

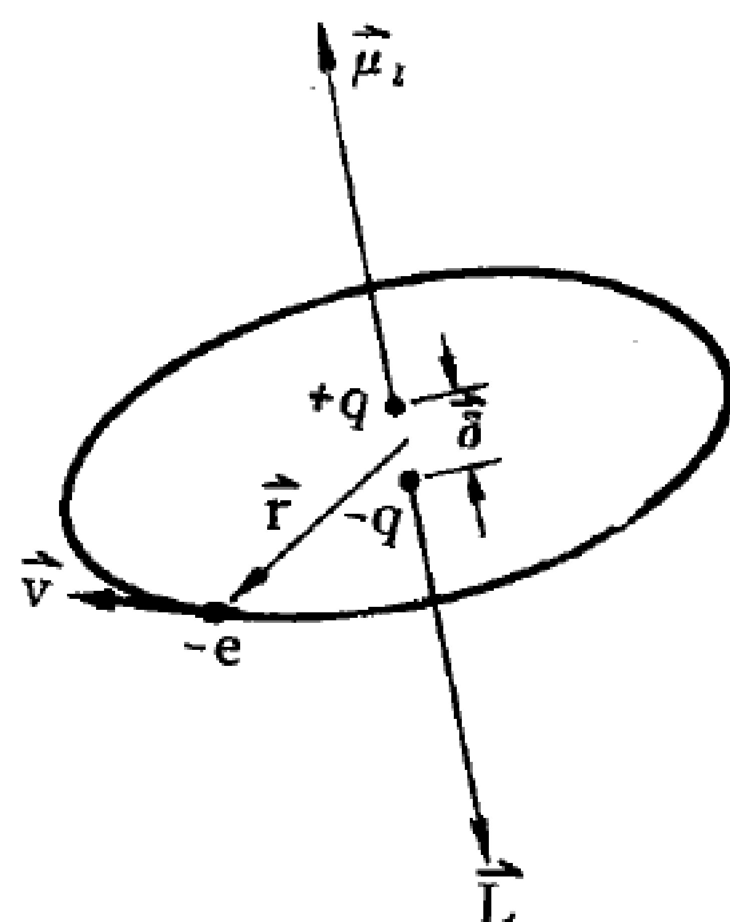


圖 9 — 165
在一環形波爾軌道上運行的電子所具有關各量

這幾種量均可由圖 9 — 165 說明之。從方程式(1)以計算電流 I 並由波爾軌道以求面積 A，然後根據(2)式便得到磁矩的大小如下

$$\mu_l = \frac{e}{c}\frac{v}{2\pi r}\pi r^2 = \frac{evr}{2c} \qquad (3)$$

由於在一環形軌道上 $\vec{r}$ 和 $\vec{v}$ 是互相垂直的，所以它的角動量大小可簡寫爲

$$L = mrv \qquad (4)$$

從方程式(3)、(4)得知磁矩的大小和角動量的大小的比率是一個常數

$$\frac{\mu_l}{L} = \frac{evr}{2cmrv} = \frac{e}{2mc} \qquad (5)$$

這個常數通常寫做 $g_l\mu_B/\hbar$，這裏

$$\mu_B = e\hbar/2mc = 0.927 \times 10^{-20}\ ergs/gauss$$

和

$$g_l = 1$$

量 μ_B 形成一個測量原子磁矩的自然單位，並命名之爲波爾磁子(*Bohr magneton*)；量 g_l 叫做軌道 g 因數。雖然它好像是多餘的，但還是把它引用進來，因爲稍後會得到一個不爲 1 的 g 因數。利用這些量可

以把方程式（5）重寫成一個向量方程式來說明$\overrightarrow{\mu_l}$ 和它對應量$\overrightarrow{L}$的大小和方向關係

$$\overrightarrow{\mu_l} = -\frac{g_l \mu_B}{\hbar}\overrightarrow{L} \qquad (6)$$

μ_l 對 L 的比率並不隨軌道的大小或軌道的頻率而變。這比率和軌道的細節全然無關一事令人想到也許它的值與用以計算它的力學理論中各細節無關，而事實上也的確是這樣。用量子力學計算 μ_l（這裏不打算這樣做），並用量子力學表示式 $L=\sqrt{l(l+1)}\hbar$ 去除它，那麼 μ_l 對 L 的比率就和用波爾學說所獲得的值相同。假定如此則磁矩向量的大小和其 z 分量的正確量子力學表示式是

$$\mu_l = \frac{g_l \mu_B}{\hbar} L = \frac{g_l \mu_B}{\hbar}\sqrt{l(l+1)}\hbar = g_l \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

和
$$\mu_{lz} = -\frac{g_l \mu_B}{\hbar} L_z = -\frac{g_l \mu_B}{\hbar} m\hbar = -g_l \mu_B m$$

（這裏的負號是依照方程式（6）的負號而來）。

【重力】（Gravity）

宇宙中的每個質點與其他質點之間，都存在著一種引力性的交互作用，與二質點質量乘積成正比，與其間距離的平方成正比，這種交互作用稱爲重力。上述關係稱爲牛頓萬有引力定律，列式如下：

$$F = G\frac{m_1 m_2}{r^2}$$

式中G爲萬有引力常數（又稱重力常數），其值爲 6.673×10^{-8} 達因厘米^2／克^2。

重力統治著宇宙，它使銀河系億萬顆星球保持在一起。使地球繞太陽旋轉，月球繞地球旋轉；也使成熟的蘋果和損壞的飛機掉到地面上。但從原子和原子核的標準來看，重力還只是宇宙中，我們所知道的四種力中最微弱的一種。和原子核放射性蛻變有關的弱作用力（*weak action force*），要比重力強上10^{25}倍；保持原子和分子在一起的

電磁力（*electromagnetic force*），也要比重力強上 10^{37}倍；而維持原子核聚在一起的核力，更要比重力強上 10^{39} 倍。

重力既然這麼弱，爲什麼又說重力支配了廣大的宇宙呢？原來其他三種基本力的強度雖然比重力大得多，它們的作用卻受到了相當大的限制。強力和弱力作用的有效範圍非常小，只在像原子這樣的小世界裏。電磁力可以作用到無限遠，但是它的威力在我們可見的世界裏卻大大地削弱了，因爲地球上負電荷量和正電荷量相等，而這兩種電荷的作用在超過原子的體積之外就幾乎相互抵銷了。重力也可以作用到無限遠，而且它不會被任何力所抵銷掉。於是牽涉到的質量愈大，重力的影響也就愈大，所以在非常大的世界裏，重力支配一切，整個宇宙是它的王國！

【重力子】（Gravitons）

即假定重力之影響是藉這種"重力子"所傳播的，也以光速前進，可與介子（*mesons*）、光子比擬它的存在。

【重力半徑】（Gravitational radius）

重力半徑 $$r=\frac{Gm}{c^2}$$

式中 G 是重力常數，m 是重力質量，c 是光速。

【重力加速度】（Acceleration of gravitation）

作用於物體的重力除以該物體的質量，稱爲重力加速度。只受地球及太陽的萬有引力作用而運動的物體，其對地球的加速度，若免計科里奧利力（*Coriolis force*）則等於重力加速度。由實驗知道重力加速度與物體質量無關，但隨地球上的位置稍有差異，其值約在 980 厘米／秒^2 或 32.2 呎／秒^2 左右。

世界主要地區之重力加速度數值如下：

地名	緯度	重力加速度數值	高度
北極		983.216	
柏林	北緯52度31分	981.280	
倫敦	北緯51度31.1分	981.199	海拔30米
巴黎	北緯48度50.2分	980.934	海拔61米
羅馬	北緯41度54分	980.348	海拔59米
芝加哥	北緯41度50分	980.283	海拔182米
紐約	北緯40度48.5分	980.247	海拔38米
舊金山	北緯37度47.5分	979.996	海拔114米
東京	北緯35度42分	979.801	海拔18米
南京	北緯32度3.6分	979.442	海拔270米
上海	北緯31度11.5分	979.436	海拔7米
廣州	北緯23度	978.360	海拔13米
臺北	北緯25度2分	978.707	海拔8米
高雄	北緯22度37分	977.896	海拔29.1米
赤道		978.039	
南極		983.216	

【重力加速度之測定】(Determination of the acceleration of gravitation)

重力加速度之大小可用落體實驗以測定之，根據下落行程 s 和下落時間 t 算出 $g=2s/t^2$。

s 和 t 雖可用各式各樣的實驗來測定，但為了儘可能的避免空氣阻力之干擾，必須選用一秒之幾分之一作為時間之單位，始能得到良好的結果。例如，讓一片塗染煤煙的玻璃貼著一枝筆的筆尖自由下落，並將該筆裝在一枝正在振動的音叉之尖端時，結果筆尖便會在玻璃上繪成逐漸拉長的波狀曲線（如圖9－166），而每一段波狀曲線都是在相等的一

段時間中繪成者。譬如說，音叉在每秒鐘內振動 240 次，則所現出之時間單位遂爲 1／240 秒。就本例而言，在刻度線0. 3厘米與 7 厘米之間計有 28個全波，這 28個全波之長度等於 $s = 6.7$ 厘米，而且都是在 $t = 28 \times \frac{1}{240}$ 秒的一段時間中繪成的。據此，$g = 2 \times 6.7 / (28 / 240)^2$；經過計算以後便得到 g 的近似值爲 984 厘米／秒 ^{2}。

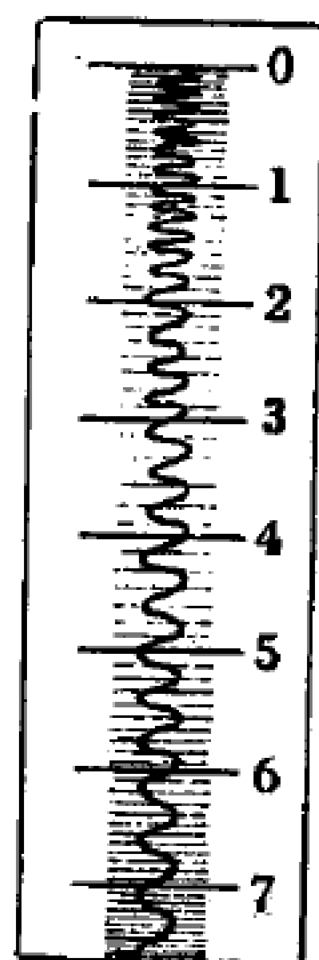


圖 9—166
用振動之音叉測定"g"之大小

用擺之實驗測定 g，最爲準確。根據惠更斯擺之定律係以下列公式表示：

$$T = 2\pi\sqrt{l / g}$$

式中之 T 代表以秒所表示之振動週期，$\pi = 3.14$，l 爲以厘米所表示之擺長，g 則爲以厘米／秒 ^{2} 所表示之重力加速度。從這公式中立刻看出一點，那就是擺之重量以及擺之振動距離（振幅）對於振動週期都是沒有影響的，蓋公式之中並未包括前兩者之大小。此外並可看出，振動週期係與擺長之平方根成正比。蓋就某一擺而言，$T_1 = 2\pi\sqrt{l_1 / g}$，另一擺則爲 $T_2 = 2\pi\sqrt{l_2 / g}$，因此便得到 $T_1 : T_2 = \sqrt{l_1} : \sqrt{l_2}$。

利用惠更斯之公式很容易確定秒擺（$T = 2$ 秒）之長度；從 $2 = 2\pi\sqrt{l / 981}$ 式中乃求得 $l = 981 / \pi^2 = 99.4$ 厘米，即接近於 1 米。

此外，根據所觀測之擺的振動週期以及所量得擺之長度，就有了一個很簡單的測定 g 之方法，蓋由 $T = 2\pi\sqrt{l / g}$ 公式即可得到 $g = 4\pi^2 l / T^2$。利用此種測定方法亦可以看出 g 並非在各地均爲同一數值，而是由赤道向兩極時逐漸增大，以及隨著上升之高度而逐漸減小的。

長度同爲 l 之擺，在地球上不同二地之振動週期如以 T_1 及 T_2 來代表，而該二地之重力加速度各爲 g_1 和 g_2 時，則 $T_1 = 2\pi\sqrt{l / g_1}$，$T_2 = 2\pi\sqrt{l / g_2}$；由此二式可得 $T_1 : T_2 = \sqrt{g_2} : \sqrt{g_1}$。這就是說

，同一個擺的振動週期係和重力加速度之平方根成反比。由此可以看出較短之振動週期應歸因於重力加速度之較大，反之亦然。因此，同一個擺在高山上要比在平地上振動得慢些。一架擺鐘如果在我們所住的地方走得很準，到了赤道上將會變慢，到了兩極則會變快。同理，一個秒擺在緯度愈小的地帶，其長度殆非使之愈短不可。

【重力自身能】(Gravitational self energy)

設質點1固定於$\vec{r}_1$ 的地點，其質量為m_1，將質量為m_2 的第2質點從無窮遠處移至$\vec{r}_2$ 的地方；因為第2質點受第一質點的重力作用，而重力為吸引力，故移動第2質點的外力必須作負功，才能使第2質點最後靜止於$\vec{r}_2$ 的地點。由能量守恆定律可知，外力所作的功必等於兩質點間位能的增加：

$$-\frac{Gm_1m_2}{|\vec{r}_1-\vec{r}_2|}$$

同樣的情形，使第1與第2質點固定在r_1 及r_2 的位置，然後將質量為m_3 的第3質點從無窮遠處移至$\vec{r}_3$ 的地點，則外力所作的功為：

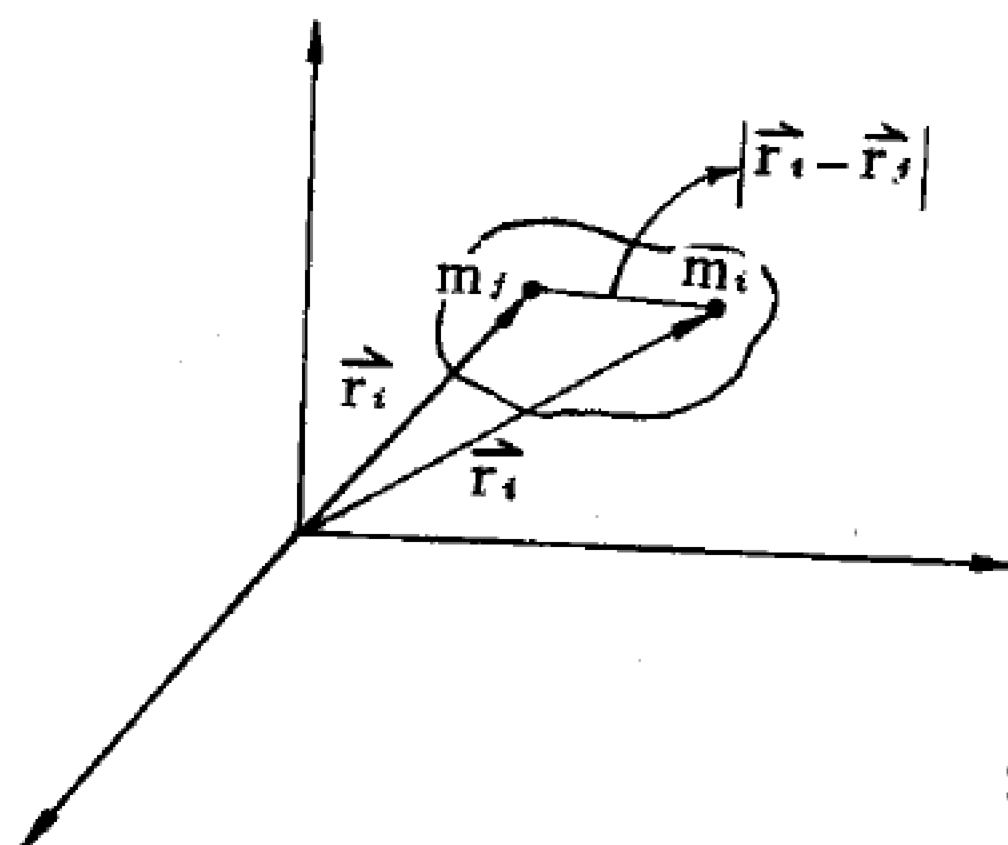


圖 9 — 167
將許多質點從無窮遠處移來而造成一物體

$$-\frac{Gm_1m_3}{|\vec{r}_1-\vec{r}_3|}-\frac{Gm_2m_3}{|\vec{r}_2-\vec{r}_3|}$$

同樣的程序，依次將第4質點……移到$\vec{r}_4$ …… 的地方，而造成一物體（如圖9 — 167），則外力所需作的功為：

$$U=-G\sum_{j=1}^{N}\sum_{i>j}\frac{m_im_j}{|\vec{r}_i-\vec{r}_j|}$$

$$=-\frac{G}{2}\sum_{j=1}^{N}\sum_{i\neq j}\frac{m_im_j}{|\vec{r}_i-\vec{r}_j|} \qquad (1)$$

$\sum_{j=1}^{N}\sum_{i>j}$的意思是，取 $j=1$，然後對 $i=2$，3………之諸項相加，再取 $j=2$，然後對 $i=3$，4………之諸項相加，如此推演到最後 $j=N$。$\sum_{j=1}^{N}\sum_{i\neq j}$的意思是，取 $j=1$，然後對 $i=2$，3……之諸項相加，再取 $j=2$，然後對 $i=1$，3，4……之諸項相加，如此推演到 $j=N$。很顯然地，第二種加法中，每一項必出現兩次，故在前面乘以 $\frac{1}{2}$，因此兩種方法的結果完全一樣。

（1）式的 U 稱爲物體的重力自身能，也就是將分散的各質點從無窮遠處結合成一物體所須作的功，由（1）式可看出，此功爲負功。亦即這個物體在形成的時候當放出能量。

在星體形成的過程中，重力作用使氣團慢慢縮緊（*contruction*），氣團的重力自身能的絕對值越來越大，也就是它所包含的負能量越來越多，因此在這過程中，它會放出正能量，此正能量爲氣團所吸收，於是氣團的氣體分子之運動便會加快，所以越縮緊氣團，往外膨脹的壓力就越來越大，一直到壓力與重力所產生的作用互相平衡才不再縮緊，星球就形成了。

【重力位】（Gravitational potential）

重力場中一點之重力位係定義爲，每一單位質量在該點之重力位能。

由式 $\vec{E}=-G\frac{m}{r^3}\vec{r}$ 立刻可以得到下述的性質：

$$\vec{\nabla}\times\vec{E}=0 \qquad (1)$$

將（1）式的兩邊，同時對小面積 $d\vec{S}$ 作純量乘積（見圖 9－168），然後對面積 S 積分，則得

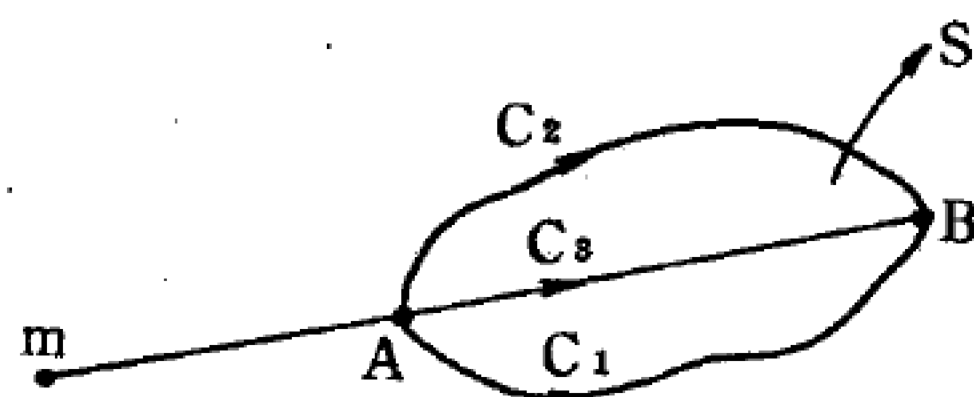


圖 9－168
由A點到B點可經由三種不同路徑 C_1，C_2，C_3。S爲 C_1，C_2 所圍成的面積

$$\int_S(\vec{\nabla}\times\vec{E})\cdot d\vec{S}=0 \qquad (2)$$

由司托克士定理(*Stoke's theorem*)(2)式的左邊，可寫成沿面積S的邊界C作線積分，故

$$\int_S (\vec{\nabla}\times\vec{E})\cdot d\vec{S} = \oint_C \vec{E}\cdot d\vec{l} = 0 \qquad (3)$$

(3)式可被化成

$$\int_{C_1} \vec{E}\cdot d\vec{l} - \int_{C_2} \vec{E}\cdot d\vec{l} = 0$$

所以

$$\int_{C_1} \vec{E}\cdot d\vec{l} = \int_{C_2} \vec{E}\cdot d\vec{l} \qquad (4)$$

(4)式的左邊，爲將單位質量由A點沿著C_1的路徑移到B點，重力場所作的功，右邊爲沿著C_2時所作的功；所以得到一個結論，將單位質量的質點由A點移到B點時，重力場所作的功與所走的路徑無關。

最簡單的計算法，是沿著直線路徑C_3，則所作的功爲

$$W_{A\to B} = \int_A^B E\cdot dr = -\int_{r_A}^{r_B} \frac{Gm}{r^2}\,dr = \frac{Gm}{r}\Big|_{r_A}^{r_B}$$

$$= \left(-\frac{Gm}{r_A}\right) - \left(-\frac{Gm}{r_B}\right) \qquad (5)$$

由(5)式可看出，$W_{A\to B}$只與兩端點的位置有關。如果$r_B\to\infty$，

則

$$W_{A\to\infty} = \left(-\frac{Gm}{r_A}\right)$$

$W_{A\to\infty}$爲將單位質量，由A點移至無窮遠點，重力場所作的功。茲定義$W_{A\to\infty}$爲A點的重力位$\phi(A)$與∞點的重力位$\phi(B)$之差

$$\phi(A) - \phi(\infty) = W_{A\to\infty} = \left(-\frac{Gm}{r_A}\right) \qquad (6)$$

(6)式爲重力位的定義。假設$\phi(\infty)=0$，即定∞點爲重力位的基準點，則在A點的重力位爲

$$\phi(A) = -\frac{Gm}{r_A} \qquad (7)$$

而(5)式可被寫成

$$W_{A\to B} = \phi(A) - \phi(B) \qquad (8)$$

假若將質量爲m'的質點從A移到B，則重力場所作的功，由(8)式得知爲

$$U_{A-B}=m'W_{A-B}=m'\phi(A)-m'\phi(B)$$
$$=U(A)-U(B)$$

$m'\phi(A)$，$m'\phi(B)$ 分別稱爲m'在 A 點及 B 點所具有的重力位能（ *gravitational potential energy* ）。由（ 7 ）式得知，

在 A 點的重力位能爲 $U(A)=-\dfrac{Gmm'}{r_A}$

比較（ 7 ）與 $\vec{E}=-G\dfrac{m}{r^3}\vec{r}$ 式，則得

$$\vec{E}(r)=-\nabla\phi(r) \qquad (9)$$

而由 $\vec{F}=m'\vec{E}$ 則得

$$\vec{F}=m'\vec{E}(r)=-\nabla(m'\phi(r))=-\nabla U(r) \qquad (10)$$

由（ 9 ）、（ 10 ）二式，如重力場的重力位爲已知，則重力場強度或質點 m' 所受的力卽可被求出。

在重力位的定義中，假設 $\phi(\infty)=0$，這個假設在物理意義上是否恰當呢？假若重力位的基準點不在∞點，則 $\phi(\infty)$ 不爲 0，而有一定值Δ，則

$$\phi(A)=\left(-\frac{GM}{r_A}\right)+\Delta \qquad (11)$$

假若重力位爲（ 11 ）式的形式，則由（ 8 ）與（ 9 ）式可看出，不論Δ爲若干，都能得到相同的 $W_{A\to B}$ 及 $\vec{E}(r)$。但在物理的度量上，只能夠量到 $\vec{E}$ 與 $W_{A\to B}$，而量不到 $\phi(r)$，因此 $\phi(r)$ 只是在數學上與物理量 $\vec{E}$、$W_{A\to B}$ 有關聯，所以，只要能得到同一的 $\vec{E}$ 與 $W_{A\to B}$ 的值，任何Δ都是許可的。由此看來，Δ只有數學上的意義，而沒有物理上的意義。Δ可以爲任何值，也就是說重力位基準點可以任意選取，但是永遠影響不了 $\vec{E}$ 與 $W_{A\to B}$ 的值。爲簡單起見，一般皆令 $\Delta=0$，則重力位爲（ 7 ）的形式

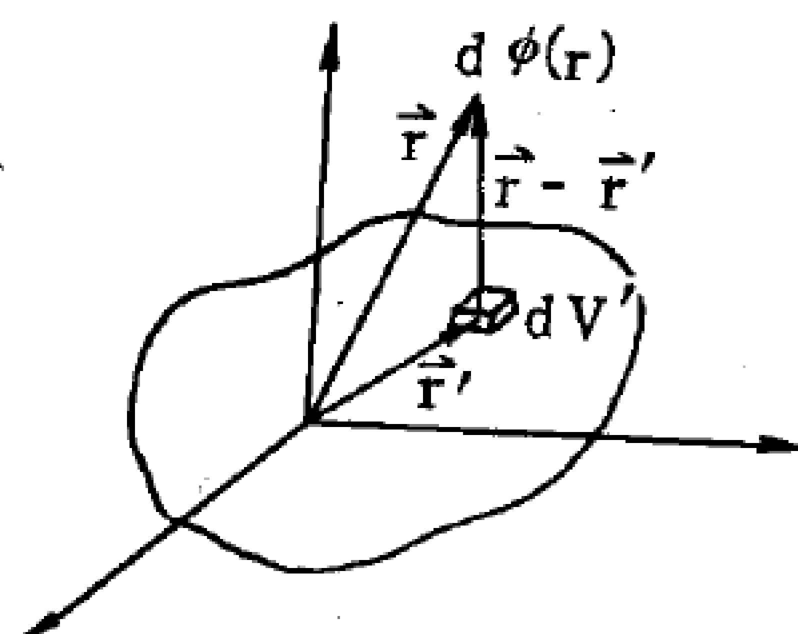


圖 9 — 169
物體中的小體積 dV' 在空間內的一點產生重力位 d φ(r)

。

假若造成重力場的，不是單一個質點，而是一個由許多質點造成的物體，設此物體的質量密度爲 $\rho(\vec{r}')$，則由小體積 dV' 所產生的重力場，在位置 $\vec{r}$ 的重力位爲（如圖 9－169）：

$$d\phi(\vec{r}) = -G\frac{\rho(\vec{r}')\,dV}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \qquad (12)$$

將（12）式的兩邊對物體的全體積積分，即得在 $\vec{r}$ 點的總重力位爲：

$$\phi(\vec{r}) = \int d\phi(\vec{r}) = -G\int_{V'}\frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|}dV' \qquad (13)$$

用同樣的方法可以求出，在 r 點的重力場強度爲：

$$\vec{E}(\vec{r}) = -G\int_{V'}\frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|^3}(\vec{r}-\vec{r}')\,dV' \qquad (14)$$

（14）式爲向量積分，而（13）式爲純量積分，故（13）式遠較（14）式容易計算，因此，在一般的計算上，不用（14）式去算 $\vec{E}(\vec{r})$，而先用（13）式求出 $\phi(\vec{r})$，再用（9）式去求出 $\vec{E}(\vec{r})$。

【重力位能】（Gravitational potential energy）

所謂重力位能即物體在重力場中之位能，其重力位能之大小，視物體之重量及其高度而定。愈重的物體，位能愈大。愈高的物體，由重力所引起的位能亦愈大。由於其重力位能的變化，即產生功（*work*）。在地心引力下所做之功，若起點、終點位置一定， 其功即爲定值；與所經之途徑無關。地心引力對物體所做之功（即正功）等於所減少的重力下的位能；物體反抗地心引力所做之功（即負功）等於所增加的重力下的位能。

當受保守力（所作之功若僅隨起點、終點之位置而變，而與途徑無關者其作用力稱爲保守力，如重力）作用之任何系統由位形 a 變至位形 b 時，下式即可定義某系統的位能改變 ΔU，W_{ab} 爲系統改變時保守力

所作之功：

$$\Delta U = U_b - U_a = -W_{ab}$$

【重力波】(Gravitational wave)

牛頓的萬有引力定律與電磁作用定律非常相像；而愛因斯坦的重力場理論則與馬克士威(*James Clerk Maxwell*)的電磁場理論有很多相似的地方。一個振動的質量將會產生重力波，正如振動的電荷會產生電磁波一樣。1918 年，愛因斯坦發表了一篇著名的論文，在這篇論文裏，對於他那廣義相對論(*general theory of relativity*)中，代表此種以光速行經空間的重力擾動的基本方程式，他確實獲得了其解。如果重力波確實存在，它必帶有能量；但其強度(或它所傳遞的能量)則非常的微小約爲電磁場強度的 10^{39} 倍。例如，地球在其環繞太陽的軌道運動中，所放射出去的能量率約爲 0.001瓦特，其所造成的結果乃是在十億年中才向太陽靠近幾百萬分之一厘米！

至今仍沒有人能想出一種方法，去測量這麼微弱的波。事實上，就有某些理論學家，如愛丁頓爵士(*Sir Arthur Eddington*)，認爲重力波根本不是任何物理上的實在體，而僅僅是數學上的想像而已，只要選擇另外一組適當的時空坐標，就能從方程式中將它消去。然而更爲深入的解析卻指出事實並非如此，儘管重力波是多麼微弱，它確是千眞萬確的！

重力波是否也像電磁波一樣，分成一堆堆的能量包(量子)呢？這個問題就像量子論一樣的古老，但卻是在 1959 年才由英國的物理學家狄悅克(*P. A. M. Dirac*)獲得解答。他很成功地將重力場方程式加以量子化，而證出了重力量子，或“重力子”(*gravitational quantum*)的能量，等於浦朗克常數 h 乘以重力波的頻率——與光子能量的公式相同。而重力子的自轉角動量則爲光子的二倍。

由於重力波非常的微弱，它在天體力學上也就無足輕重，但是在基

本粒子物理學中，重力子是否能夠扮演某種角色呢？這些基本的物質粒子，經由適當的“場量子”的吸收和放射，能以各種不同的方式互相作用。就像電磁作用（如帶有異性電荷物體之間的吸引）牽涉到光子的輻射與吸收；重力作用或許也同樣地和重力子有關。物質之間的相互作用可以分爲三大類：(1)強作用：包含電磁力；(2)弱作用：如放射性原子核的貝他衰變，放射出一個電子和一個微中子；(3)重力作用：比弱作用還要更弱。

一個相互作用的強弱與其量子的吸收和放射率（或然率）有關。例如，一個原子核放射出一個光子所需要的時間約爲 10^{-12} 秒，而一個中子的貝他衰變則需要 10^{14}倍長的時間，大約是 12 分鐘。但是一個原子核放射出一個重力子所需要的時間，經由計算的結果卻是 10^{60} 秒，或 10^{53} 年！比弱作用所需要的時間還要更長 10^{58} 倍。

與其他類型的物質作用起來，微中子本身是一種吸收率（即相互作用）非常低的粒子，它們不具質量和電荷。遠在 1933 年，波爾（*Niels Bohr*）即曾問道：「微中子和重力波量子有什麼不同？」在所謂的弱作用中，微中子總是和其他的粒子一起放射出來，那麼只含有微中子的過程，譬如說，一個受激的原子核放射出一對微中子——反微中子時將會如何呢？沒有人曾發現過這類情形，然而在與重力作用相同的時間尺度下，它們或許會發生也說不定。一對微中子，其自轉角動量等於 2，正是狄悅克所計算出來的重力子之角動量値。當然，所有這些論述完全是一種臆測，但是微中子與重力之間的關係在理論上仍具有令人興奮的可能性存在！

另外在流體的自由界面上，由重力所引起的表面波，也稱爲重力波。若液體的密度爲 ρ ，深度爲 h ，重力波波長爲 λ ，則波速爲

$$v = \left[\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{\lambda} \right]^{\frac{1}{2}}$$

【重力定律】(Law of universal gravitation)

即萬有引力定律。

參閱“重力質量 (*Gravitational mass*) ”條。

【重力計】(Gravimeter)

所謂重力計，通常乃指任何測定要支持一懸垂質量所需之力而定重力加速度的儀器。常應用彈簧支持質量，而測量其伸長度。其基本要素爲一重量 m 懸垂於長 s 的彈簧上，則

$$mg = ks \quad k = \text{彈性常數}$$

$$\frac{\Delta g}{\Delta s} \approx \frac{dg}{ds} = \frac{k}{m}$$

在彈簧彈力極限內

$$\Delta g = \frac{k}{m} \Delta s$$

重力計之常數 k/m 可在重力已由單擺測得之兩處的 Δg 及 Δs 而求。再用此常數已知重力計而測其他地區的 Δg 。重力計可以製造測量重力的 10^{-8} ，即相對重力可以測至精度 0.01 毫伽 (*milligal*) 。各種不同的設計有很多，主要可分爲兩類：安定型 (*stable type*) 及不安定型 (*unstable type*) 。

1.安定型——所有安定型重力計都有一個簡單的要素，即使重力與可以直線、角或電的位移直接測定的其他力相平衡。重力變化時，此位移亦生變化。在用簡單彈簧時，此變化即爲其長度，則帶重彈簧的復元力爲

$$F = -k(x - x_0) = mg$$

此處 x = 彈簧長， x_0 = 彈簧原長， k = 彈性常數。因質量 m 不變，受任何重力變化，其延長度將按比例而變化。

2.不安定型——此型重力計乃在很不安定的狀態下操作以增加其感度。其操作原理如圖 9－170，質量 m 固定在 P 點，彈簧 A 對重力支持 m ，有些許重力增加將使桿以 P 爲支點而旋轉。當桿動不但彈簧 A 長度

增加，其與桿的角度 θ 將降低。調整彈簧長度及其強度，恢復矩可以作到增加很慢。這樣的彈簧系，即以偏斜生起幫助重力懸垂系的變化 θ 叫做不安定化（*astatized*）。這懸垂系如偏斜過大則不能支持質量。

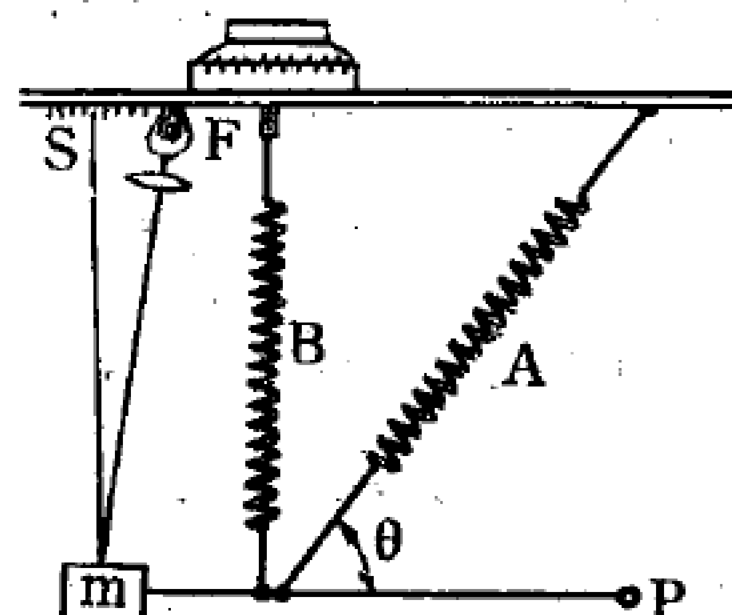
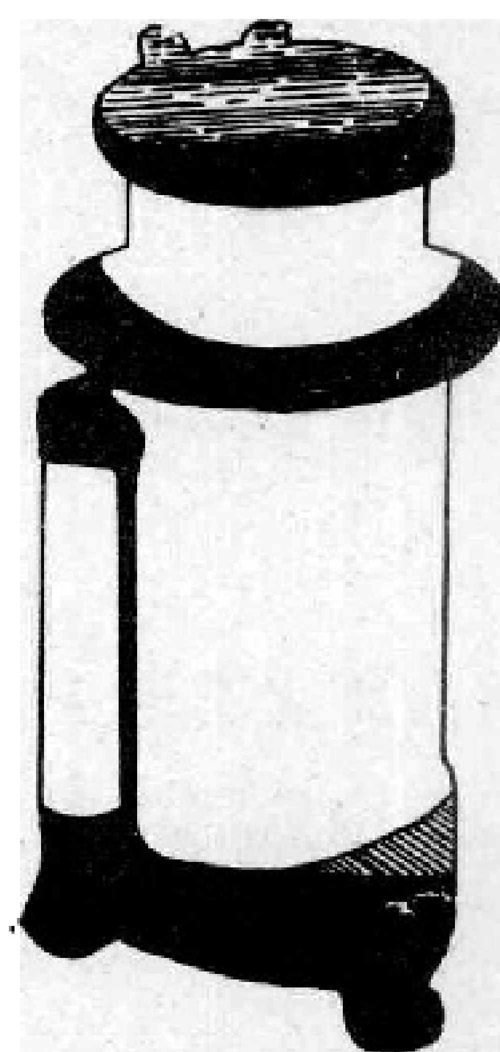


圖 9—170　不安定型重力計原理

所有重力計，對於溫度都非常敏感，雖然很小的溫度變動也將引起彈簧及其他部分的膨脹收縮而發生很大的誤差。只 0.002 °C 的變化就能引起相當於 0.02 毫伽的偏差。必得校正到標準溫度下的重力度數才可採用。1948 年德克薩斯工業實驗室製造了一種有自己補償溫度效應的瓦登重力計（*Worden gravimeter*）（圖 9—171）。其重量僅 6 磅，加三角臺及攜帶箱亦僅 8 磅，所有的主要部分皆用石英，重量輕，基本質量僅 5 *mg*。能指出 0.01 毫伽的重力差，度盤範圍約 60 毫伽。


圖 9—171　瓦登重力計

【重力紅向移動】（The gravitational red shift）

重力場的位能可以影響時間的快慢，因此光線由低位能之處射到高位能處時，頻率會降低，週期變長，而有紅向移動的現象。利用水瓦茲琦（*Schwarzschild*）球對稱性的靜止解，其時空線素爲

$$-ds^2 = -(c^2 - \frac{2GM}{r})dt^2 + r^2(\sin^2\theta d\varphi^2 + d\theta^2) + \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{c^2 r}}$$

可以求出重力紅向移動公式。

設在距離重力場源 M 點爲 r 之處發射一光線，其波包沿零端線（

null geodesic)的徑方向行進，且此波包行進的時間爲 Δt ，則

$$(\Delta s)^2 = (c^2 - \frac{2GM}{r})\Delta t^2$$

在重力場之源，由定義知頻率爲

$$\nu(r) = \frac{1}{\Delta t} \doteq \frac{1}{\Delta s}\sqrt{c^2 - \frac{2GM}{r}}$$

在距離M點爲r'處，所量到的頻率爲

$$\nu'(r') = \frac{1}{\Delta t'} = \frac{1}{\Delta s}\sqrt{c^2 - \frac{2GM}{r'}}$$

故得紅向移動公式爲

$$\Delta\nu = \nu'(r') - \nu(r) = \nu'(r')\left[1 - \frac{\sqrt{1-\frac{2GM}{rc^2}}}{\sqrt{1-\frac{2GM}{r'c^2}}}\right]$$

$$\simeq \frac{GM}{c^2}(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'})\nu'(r')$$

由此公式計算自太陽表面所放射的光，至地球表面時其紅向移動的大小

爲 $$\frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} \simeq 2 \times 10^{-6}$$

如波長 λ 爲 4,000 Å ，則紅向移動爲 0.008 Å ；由於太陽表面的複雜物理狀態，產生許多干擾，所以很難測準這種微小效應。但近來實驗的結果，已經證實有這種效應。利用 ^{57}Fe 所放射之 γ 射線的莫士包效應(*Mossbauer effect*)法，在地面以及地面上高 20 米至 50 米處所量到的頻率差，證實上述理論的預測；又由太陽光鈉線(*D*線)的紅向移動也證實這理論。

【重力校正】(Gravity correction)

關於重力校正之問題，可分爲下列數種情況：

1. 自由空間校正(*free air correction*)——如地球爲球形，其密

度將依其與中心距離而變化，其質量集中在地心並假定則在其表面外任一點之重力可由一般公式求之。但實際上地球與此種假想的球體之差異很大，其一爲地面上空高度的變動。即高處之重力比低處的低，結果爲與距離之平方成反比。作爲第一近似，重力與標高的關係爲：

$$\frac{dg}{dR_e}=\frac{d(\gamma M_e/R_e^2)}{dR_e}=-\frac{2g}{R_e}$$

在較小標高差

$$(\Delta g)_F=-\frac{2gh}{R_e}$$

$(\Delta g)_F$ 乃在一點比 R_e 高 h 處之重力變化稱爲自由空間校正。重力因標高（緯度）之變化如下表。

重力與標高

緯　度	$-2g/R_e$, mg/m	
	海　面　上	$h=10,000m$
0°	−0.3067	−0.3062
45°	−0.3080	−0.3075
90°	−0.3093	−0.3088

從重力觀測值 g_0 減去緯度的變動及自由空間校正，得自由空間重力異常（*free air anomaly*）

$$g_F=g_0-(g_1\cdots\cdots)-(\Delta g)_F$$

2. 聯合地形校正（*combined topographic correction*）——此乃自由空間異常的一部，係因在海內某處上升的大塊陸地及海島代替海水而引起的，通常用 g_T 表示之。假定表面岩石密度 ρ 到處都一樣爲 2.67 g/cm^3，由海水密度 1.027 g/cm^3 減去之得一負值。

3. 鮑格爾校正（*Bouguer correction*）——在短距離，地球可想像爲扁平，則能求得比較簡單的計算公式。爲比較起見可採用一比較方便的標準高度或海面。如在海平面及測站間有物質存

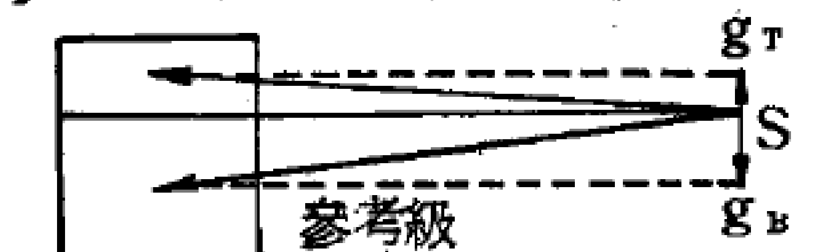


圖 9 — 172　地形校正之兩部

在，則因其向下引力而增加重力，如物質比測站高，則有向上引力而減低重力（圖 9 — 172 ）。在此圖下部的叫做鮑格爾校正以（ Δg ）$_B$ 表示之。

4. 簡單地形校正（ *simple topographic correction* ）——在測站附近有山谷時，山比測站高有向上引力，谷比測站低有向下引力用（ Δg ）$_S$ 表示之。為消去因地形而生異常的這部分地形影響，包括鮑格爾影響，要由自由空間異常減去，剩下的即為鮑格爾異常 g_B 。

$$g_B = g_F - (\Delta g)_T \text{ 或 } g_F \pm (\Delta g)_B + (\Delta g)_S$$
$$= g_0 - (g_I \cdots\cdots) - (\Delta g)_F \pm (\Delta g)_B + (\Delta g)_S$$

在有限區域內比較重力值時，遠距離之地形校正可以忽略，可用較簡單的鮑格爾校正，即

$$(\Delta g)_C = -\frac{2g}{R_e}\left(1 - \frac{3\rho}{4\rho_{av}}\right)h$$

此處 ρ_{av} ＝地球平均密度，ρ 為地表岩石密度。則鮑格爾異常成為：

$$g_B = g_0 - g_I - (\Delta g)_C + (\Delta g)_S$$

式中 g_0 為觀測值，g_I 為國際橢圓公式（ *international ellipsoid formula* ）所指重力，（ Δg ）$_C$ 為聯合標高校正（ *combined elevation correction* ），（ Δg ）$_S$ 為地形校正。

【重力異常之調整】（ Adjust to gravity anomaly ）

在經常有地殼活動如地震、火山爆發地區，常有強重力異常。此乃顯示地殼活動能推動地殼各部分離開平衡。在曾經被重冰帽遮蓋地區，如斯堪第那維亞與安大略（ *Ontario* ）之地表現正在上升，常有負的異常指示正向靜水力平衡的調整進行。古登堡（ *Gutenberg* ）估計兩地方地表上升速度為每百年 1 *m*，在斯堪第那維亞自從冰帽移去 9,000 年來約上升 250 *m*，至到達平衡可能還要上升 200 *m*。

風化（ *weathering* ）與沉積（ *sedimentation* ）過程，同樣可以減低異常，如因地下質量傳送而得補償。在沉積堆積很快的區域，如尼

羅河及密西西比河三角洲，由重力測定得以證明。如地殼的下沉與沉積的堆積，非同一速度必有正的重力異常，但缺乏存在的證明，知地殼已向下沉無疑。在美國大西洋海岸，大陸棚沉積物底比鄰近海底低。如認爲沉積楔在其堆積時以自己的重量而下降，則不難加以解釋。

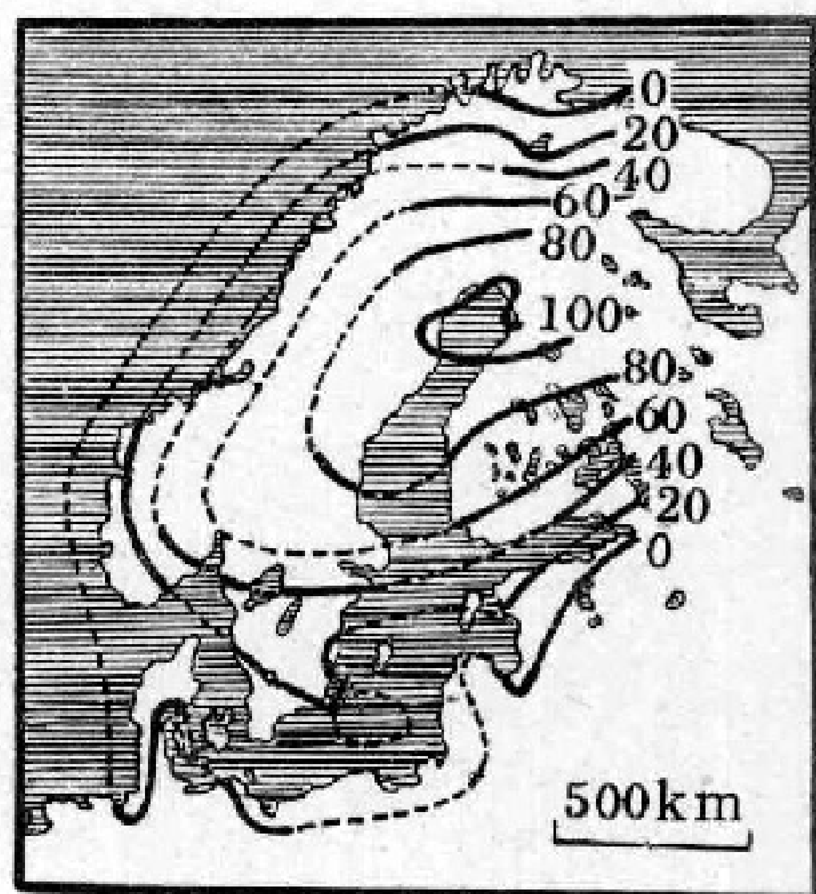


圖 9—173
斯堪第那維亞上升現速

【重力常數】(Gravitational constant)

牛頓重力定律說明，任何兩質點之間，在兩質點的連線上，皆有一種相互的吸引力，此力的大小與兩質點的質量乘積成正比，而與它們之間的距離平方成反比，寫成數學形式爲

$$F_{2-1} = -F_{1-2} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}$$

式中G爲比例常數，稱爲重力常數。經過實驗測定，其值爲 6.670 × 10^{-11} 牛頓 - 米^2／仟克^2 或 6.670 × 10^{-8} 達因 - 厘米^2／克^2。

【重力陷縮】(Gravitational collapse)

重力陷縮是物體向著某一共同重心陷落的傾向，在宇宙的造形中扮演著一個主要的角色。由於重力陷縮，星球（ *stars* ）才誕生，星團（ *cluster* ）方形成，很可能整個星系（ *galaxies* ）就這麼創造出來。而也由於重力陷縮，某些星球、某些星團、或許整個星系最後都會死亡。因此重力陷縮不但是天體物理學（ *Celestial physics* ）上的助產士，也是殯葬的承辦者。

重力在天體物理事件上具有支配的地位，看起來似乎非常的矛盾，因爲從原子和原子核的標準來看，重力還只是宇宙中，我們所知道的四種力中最微弱的一種。和原子核的放射性蛻變有關的弱作用力（ *weak*

action force），要比重力強上 10^{25} 倍；保持原子和分子在一起的電磁力（*electromagnetic force*），也要比重力強上 10^{37} 倍；而維持原子核聚在一起的核力（*nuclear force*），更要比重力強上 10^{39} 倍。然而，從天體物理學的尺度來看，巨大數目的原子之重力吸引力，能夠彼此有效率地互相結合起來，形成一股龐大的拉力；而其他三種力，卻沒有一種能夠這樣有效率地結合起來。因此從天體物理學的尺度來看，重力能夠壓倒所有其他的力，而建立起它在宇宙中"一枝獨秀"的地位。

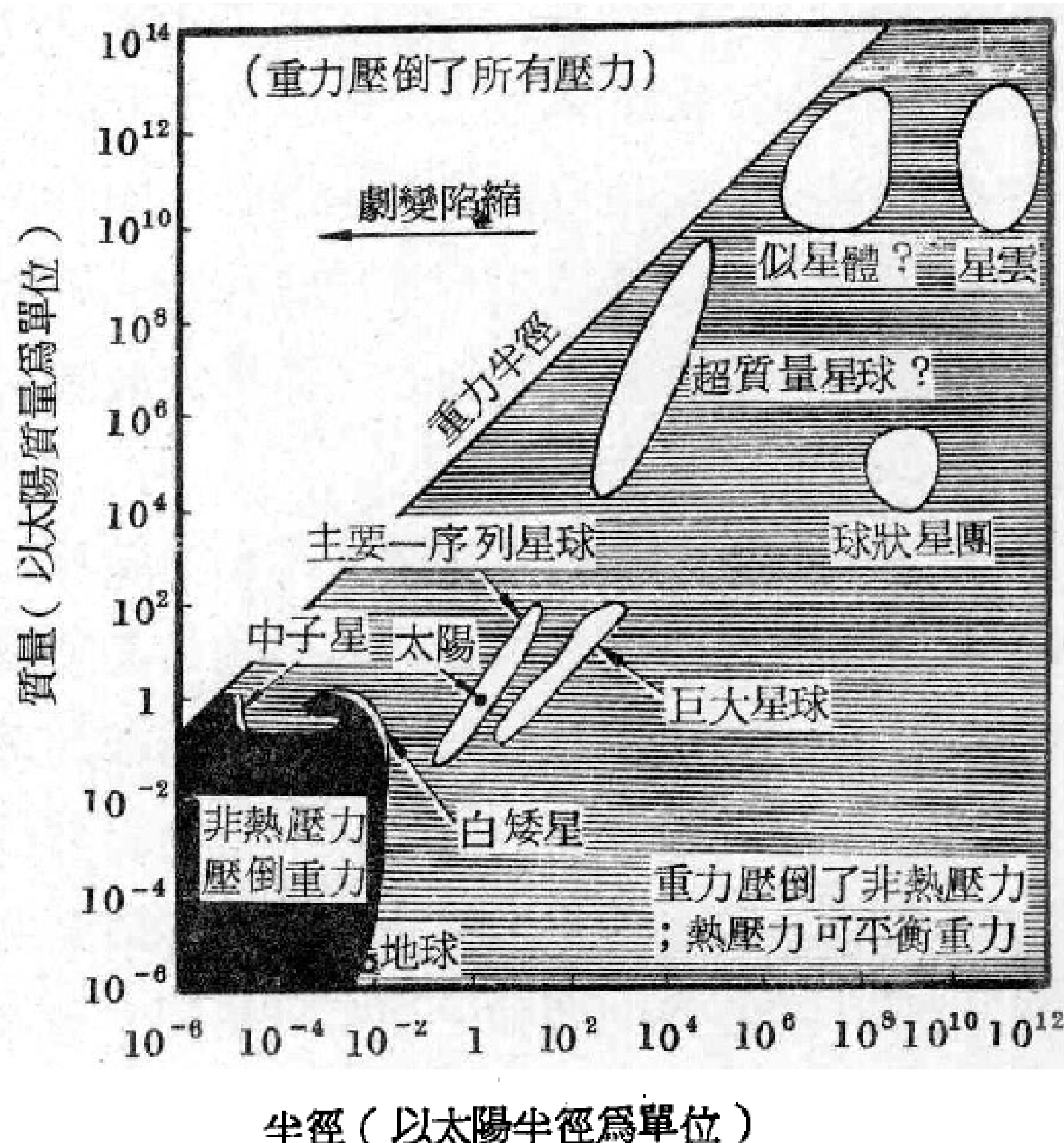
重力陷縮所扮演的"助產士"和"殯葬承辦者"的角色，可以摘錄述之於下：產生星球、星團和星系的最初物質是稀薄的氣體，主要是氫原子。當一大片這種氣體，由於粒子間彼此重力吸引的結果，很偶然地開始陷縮以後，粒子間的重力吸引力就隨著彼此距離的逐漸縮短而愈來愈大，陷縮也愈來愈快地加速進行著。這種過程一直要到這團雲氣的內部產生了一股狂烈的擾動，使得其熱壓力足以平衡重力後方才停止。此時這團雲氣就變成了一個星球、星團或一組星系（自此以後我們將視星系為一龐大的星團）。

到達了平衡的新狀態以後，這個物體（星球或星團）卻不能永遠的保持穩定，它將逐漸地散失能量於其周圍的空間。星球是以熱和光的方式來輻射能量，而星團則以偶然的逐出一個星球來散失能量。當它散失了能量以後，這個物體就會因重力的作用變得更為緊緊地束縛，而後開始收縮，這個收縮過程只有在核燃料燃燒時才能暫時的停止，最後當所有的核燃料都用盡的時候，收縮將會再度繼續進行下去。

如圖 9 — 174 所示，可追尋這樣一個物體的歷史演進，令橫軸代表半徑，往右增加；縱軸代表質量，往上增加。陷縮的雲氣團是從右邊進入圖中，當它的半徑漸漸減小時，它就水平地往左邊移動；其後，當它成為一個慢慢收縮的星球或星團時，它開始損失質量，因此它不但往左移

動，也同時往下移動。

在此圖的左下方，代表質量和半徑都很小的物體所在的區域，在這些物體裏面，重力將完全被"非熱力性"內壓力（*nonthermal internal pressure*）所支配。任何位在此一區域的天體物理上的物體，由於其內部的壓力完全蓋過了重力，將會立刻地爆炸開來。因此在這個區域，根本就不能發現到有任何天體物理上的物體存在。



半徑（以太陽半徑爲單位）

圖 9 — 174　質量 - 半徑圖解

可觀測到的物體是佔據在此圖中熱壓力能夠平衡重力的區域。所謂"熱壓力"（*thermal pressure*），不但包括熱星球內部由於原子亂動（*random motion*）所造成的壓力，也包含了星團中由於個別星球的亂動所造成的相似壓力。

在圖中的左上方區域，重力支配了所有其他種類的壓力——熱壓力和非熱壓力（非熱壓力包括電子在原子內的壓力，以及質子和中子在原子核內的壓力）。在這個區域內，沒有一個物體能夠獲致一個平衡的狀態；重力永遠壓倒物體的內壓力，而將物體拉向劇變的重力陷縮。

一個星球或星團，當它經圖的左方收縮時，它不能無限期地專靠內部的熱壓力來平衡重力。星球經過了一百萬年到一百億年以後，它們的收縮會因核燃燒而暫時的停止；星團（包括星系）經過了比現在宇宙

年齡還要長的時期以後，緩慢的收縮過程必會以下列三種方法之一來結束。第一個方法是，核爆炸將會使這個物體爆炸開來，不使它有機會以任何其他的方法死亡。第二個方法是，如果這個物體的質量小於太陽質量的1.2倍，同時如果沒有爆炸使它解體的話，則它的收縮將可因非熱壓力的存在而永遠的停止；於是這個物體便會變成一顆白矮星（*White dwarf*），好像天狼星的“黑暗”伴星；或者像地球一樣的冷卻成固質的物體。第三種方法是，如果這個物體的質量大於太陽質量的1.2倍以上且未爆炸解體時，它的收縮最後便會導致一個非常濃密的狀態，以致重力壓倒了所有的內壓力，熱的或非熱的壓力，在這個時候，劇變的重力陷縮開始了，終於結束了這個物體的一生。

劇變的重力陷縮從來沒有被人直接觀測過，一個星球的陷縮，其發生之快，令天文學家沒有任何的機會能夠適時、適地的觀測到。即使他非常幸運地觀測到，或許也不會知道他正在觀測一個星球的陷縮。陷縮的詳細情形（星球突然的變暗，並且消失）也許會被該星球內部陷縮時，所脫掉的一層“封套”（漏雲）發出來的光掩飾掉。

然而無論如何，我們總可以利用理論上的解釋來討論劇變陷縮進行的步驟。這種陷縮首先是由柏克萊加州大學的歐本海默（*J. Robert Oppenheimer*）和他的學生史尼德（*Hartland S. Snyder*）於1939年加以檢驗的。自從1960年以後，由於人們懷疑此種陷縮也許是超新星（*supernova*）和令人困惑的似星體（*quasi-stellar objects*）能夠輻射出巨大能量的原因，對於這方面的研究就更為詳細了。

當一個星球一旦開始陷縮以後，它是否能夠停止或者毫無阻礙地必須繼續陷縮下去，完全看它是否到達一個所謂“重力半徑”（*gravitation radius*）的臨界度（見下頁表）。在這個半徑以外，陷縮可以隨處停止；但在這個半徑以內，就絕不會停止了。同樣地，當陷縮星球的半徑仍大於重力半徑時，能量可以放出來；但當星球已經收縮到這個半

徑以內的程度時，能量就不能再放出來了。

對於質量爲M（單位爲克）的物體，其重力半徑Rg（單位爲厘米）爲：$Rg = 2GM / c^2$；G爲牛頓的重力常數（$6.670 \times 10^{-8}\ cm^3 / g \cdot sec^2$），$c$爲光速（$2.998 \times 10^{10}\ cm / sec$）。這個方程式指出，例如，太陽的重力半徑爲$2.9 \times 10^5$厘米，或將近3公里。最近的研究指出，只有質量非常大的星球，才能夠在它們的熱核能量用盡的時候，陷縮到小於重力半徑的程度。質量較小的星球，可能只陷縮到某一個程度就爆炸了，也許產生了天文學家們在每一星雲（*nebula*）中，每一世紀裏才能見到一個的超新星。

物　體	重力半徑	在重力半徑時的密度（克／厘米³）
200磅的人	1.4×10^{-23} 厘米	8×10^{72}
太陽	2.9公里	2×10^{16}
質量爲太陽質量3×10^{12}倍的似星體	1光年	2×10^{-9}
整個宇宙	～1百億光年	$\sim 10^{-29}$

重力半徑定義了一個極限的度量，且隨物體的質量而增加。如果被任何的力（包括重力），壓縮至小於重力半徑的程度，一個物體將會由於重力的作用陷縮至零體積和無限大的密度。對於一個200磅的人，其重力半徑（1.4×10^{-23}厘米）是原子核大小的一百億分之一。一個200磅的人壓縮至那樣的半徑，其密度將爲原子核物質的10^{58}倍。太陽在其重力半徑時的密度約爲原子核密度的50倍。另一方面，質量爲太陽的3兆倍的似星體，如果壓縮至重力半徑時，其密度僅爲水的20億倍。而宇宙在其重力半徑時，其密度大約和我們所看到的一樣。換句話說，如果宇宙是有限的（還未定論），而且如果它的質量完全包含在一百億光年的半徑內，則它應該開始陷縮了。

【重力場】(Gravitational field)

假定一質量 m' 置於另一質量 m 之周遭任意不同點上(圖 9—175)它與由於 m 之重力交互作用，質量 m' 於每一點均遭受一力，此力即由方程式

$$\vec{F} = -\frac{\gamma m m'}{r^2}\vec{u}_r$$

所定。當然，於 m' 所在之每一點上，質量 m 亦遭受與此相反而相等之力。

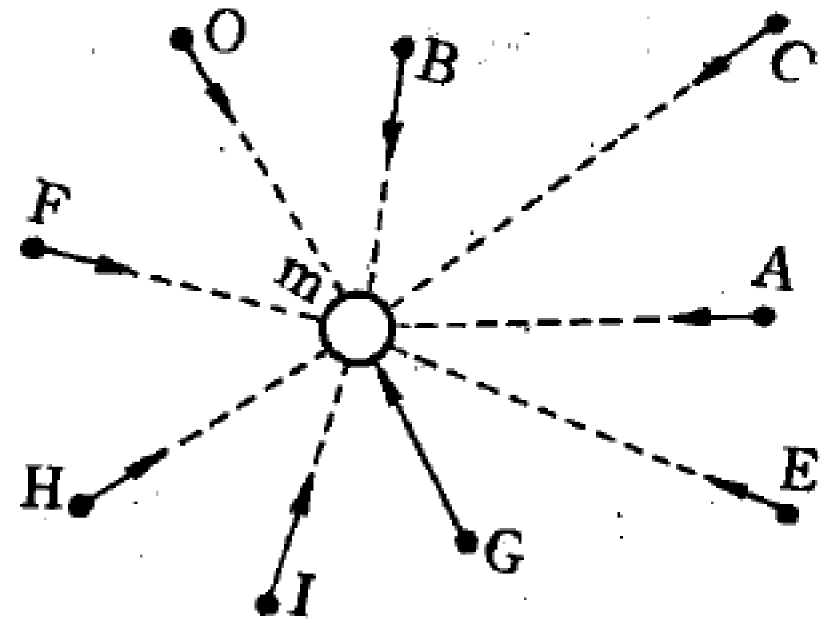


圖 9—175
由點質量於數處構成的重力場

為方便計，設想質量 m 於其周遭空間產生一物理境迂(*physical situation*)。此境迂稱為重力場，可由 m 施於另一攜入此域中質量 m' 之力察出。縱使不用試驗質量 m' 去探測此場，是否有某些事物存在 m 周圍之自由空間(*free air*)，此事物僅能臆測，但站在某程度言，此係一不相干的問題，因僅著眼於攜進第二質量時之重力場。

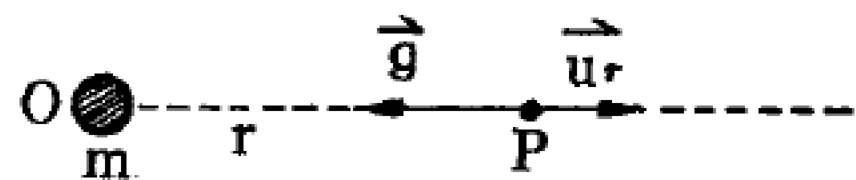


圖 9—176
點質量m於P點構成的重力場與單位向量 $\vec{u}_r$ 方向相反

由質量 m 於 P 點所產生的重力場強度(*gravitational field strength*) $\vec{g}$，係定義為 P 點處一單位質量所受 m 之力，因是

$$\vec{g} = \frac{\vec{F}}{m'} = -\frac{\gamma m}{r^2}\vec{u}_r \qquad (1)$$

重力場 $\vec{g}$ 之方向與 $\vec{u}_r$ 方向相反，$\vec{u}_r$ 之方向為自產生場之質點處，指向欲計算其場之點。換言之，重力場常指向產生場之質點處。

距 O 點上一質量 m，r 距離處之重力場，係由(1)式所指定。若以(1)式所指定之一向量 $\vec{g}$，賦予 m 周圍空間之每一點上(圖 9—176)，則作用置於該點上任一質量之重力，為其質量與該點 $\vec{g}$ 之乘積。即是

$$\vec{F} = (\text{質點之質量}) \times \vec{g}$$

從其定義可知重力場強度是以$N\,kg^{-1}$或$m\,s^{-2}$為單位所量度者，且在因次上它等於加速度。將方程式（1）與（2）式

$$\vec{g}=\frac{W}{m} \qquad (2)$$

比較之，則可見出重力加速度可視為地球表面之重力強度。

若設現有數個質量m_1，m_2，m_3……（圖9－177），而每一質量建立其自身之重力場。則作用於P點之質量m的合力，顯然為

$$\vec{F}=m\vec{g}_1+m\vec{g}_2+m\vec{g}_3+\cdots\cdots$$
$$=m(\vec{g}_1+\vec{g}_2+\vec{g}_3+\cdots\cdots)$$

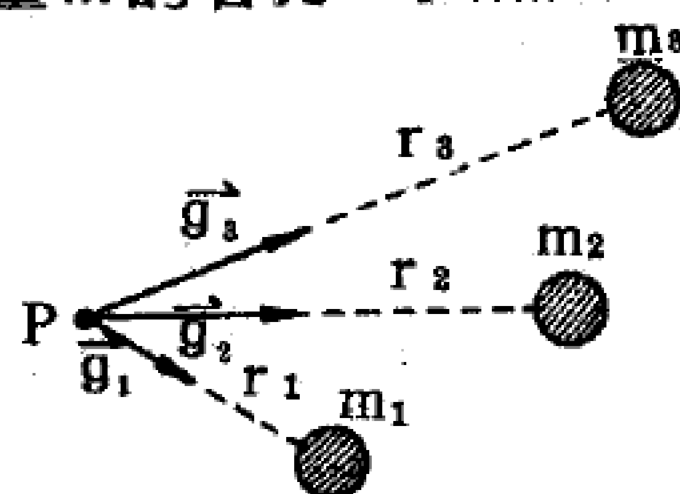


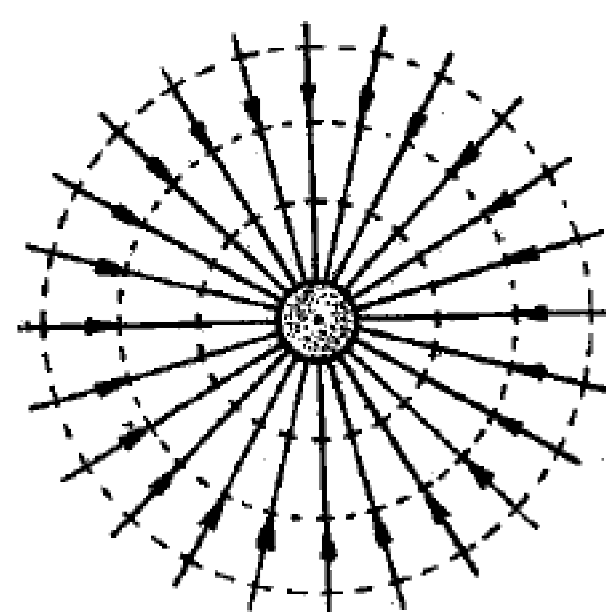
圖9－177
數個質量之合重力場

上式中之$\vec{g}_1,\vec{g}_2,\vec{g}_3$……等為每一質量於$P$點處建立之重力場，此諸重力場係依（1）式所算出。$P$點處之合重力場為

$$\vec{g}=\vec{g}_1+\vec{g}_2+\vec{g}_3+\cdots\cdots$$

因此 $\vec{F}=m\vec{g}$ 或 $\vec{g}=\dfrac{\vec{F}}{m}$

一重力場可以力線（*line of force*）圖示之。力線之描繪，在使每點之電場方向切於過該點之線（力線）。力線數之描繪，在使它們之密度正比於場強度。圖9－178描繪出單一質量之重力場，其力線成輻射形。圖9－179示出兩不相等質量（如地球與月球）之力線圖，此圖中力線不為輻射形者，且在A點之場強度為0。


圖9－178
一質量點之等位面與其力線

上面所述者，僅限於點質點之重力場，下述若為球形物時則其重力場情形應如何？

設有一中空而質量均勻分佈的一球殼，質量均勻分佈球殼外一點之重力場及其重力位，正與將同一質量集中球殼之中心者同。至於球殼內，所有一切點之重力場為0，而其重力位為一常數。即是，若a為球殼

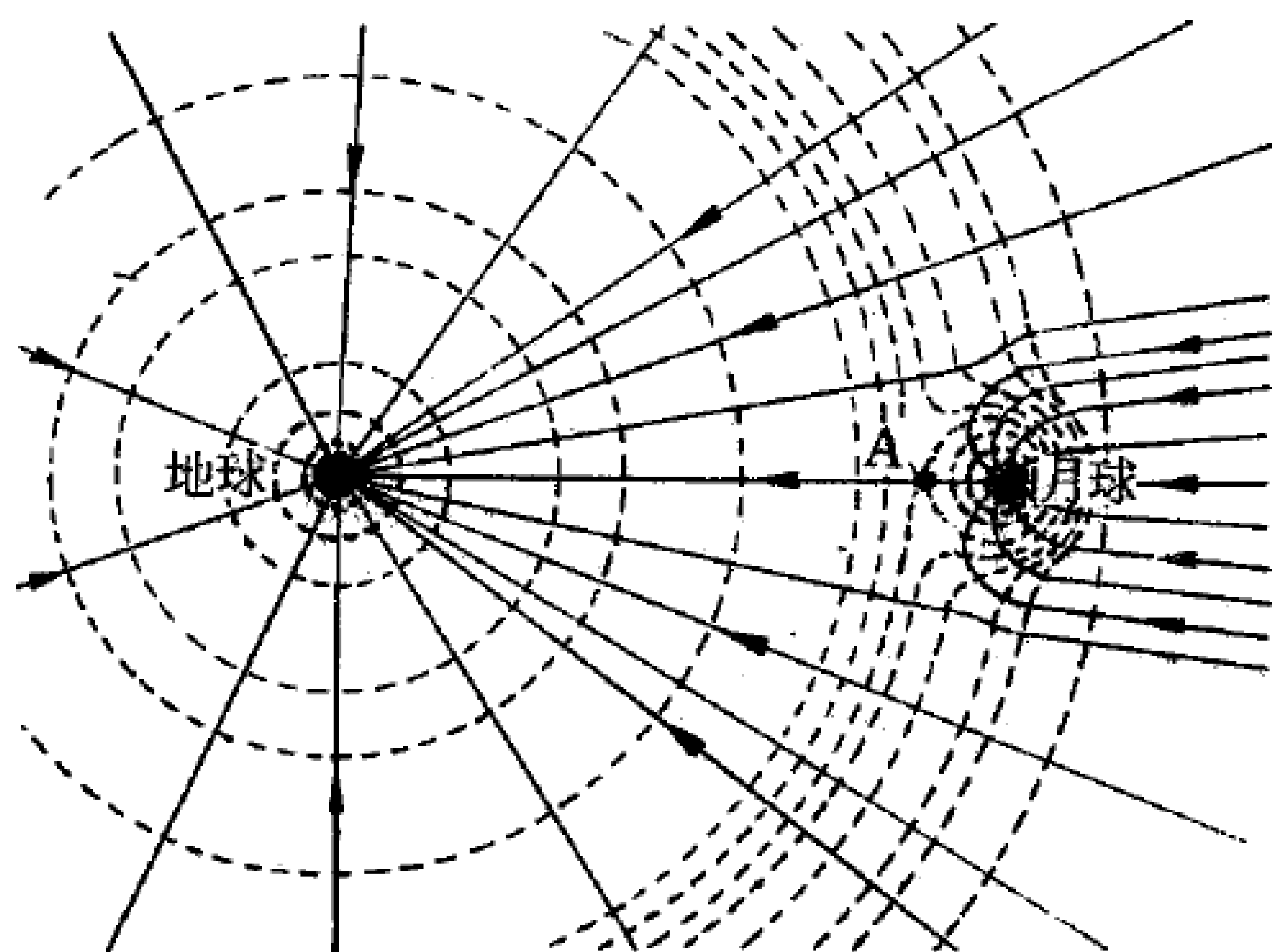


圖 9 — 179
由地球及月球所構成的合重力場之力場及等位面。A點之合重力場爲 0。

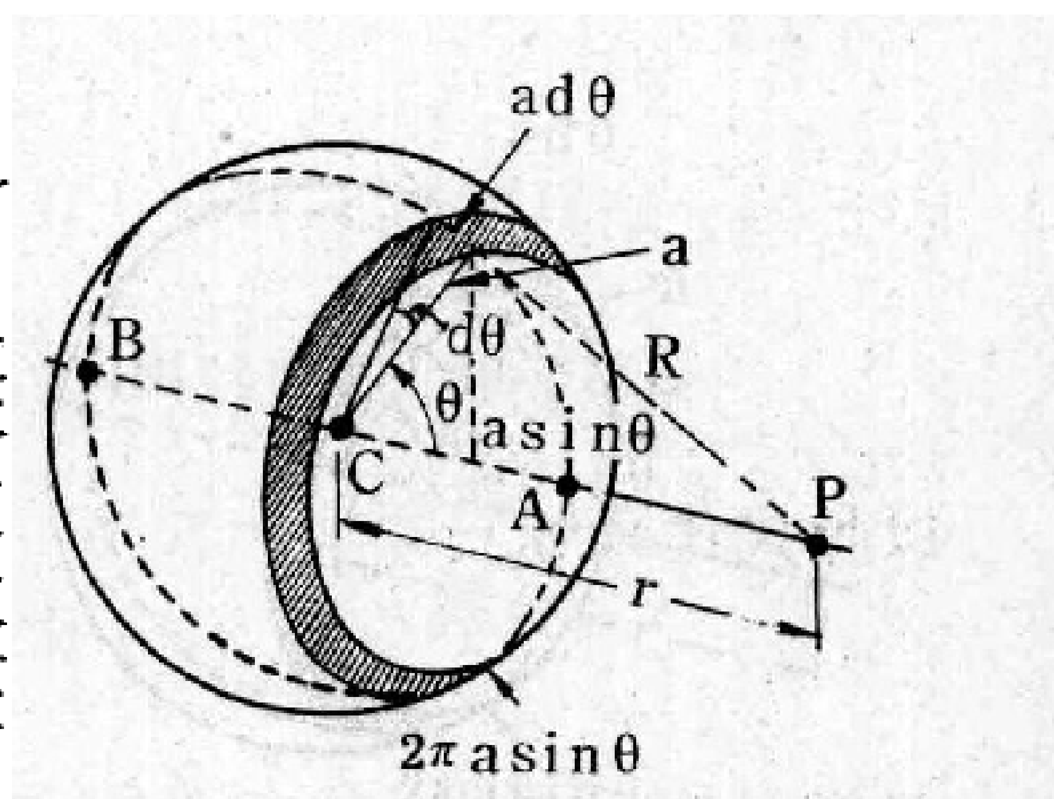


圖 9 — 180
計算質量均勻分佈球殼外一點之重力場。

之半徑，m爲其質量任一點P距球殼中心C之距離爲r。欲求P點之重力場強度，首先考慮P之位於球殼外之情況（圖 9 — 180）。將球面割裂成狹窄的圓帶，此諸圓帶之圓心均在直線AB上，每一圓帶之半徑及其寬各爲$a\sin\theta$，$a\,d\theta$。因此，圓帶之面積爲

$$
\begin{aligned}
\text{面積} &= \text{長} \times \text{寬} \\
&= (2\pi a \sin\theta)(a\,d\theta) \\
&= 2\pi a^2 \sin\theta\, d\theta
\end{aligned}
$$

若總質量m均勻分配於球面上，則每單位面積之質量爲$m / 4\pi a^2$，圓帶之質量爲

$$\frac{m}{4\pi a^2}(2\pi a^2 \sin\theta\, d\theta) = \frac{1}{2} m \sin\theta\, d\theta$$

圓帶上一切點距P點之距離均爲R。於是引用方程式

$$V = -\gamma\left(\frac{m_1}{r_1}+\frac{m_2}{r_2}+\frac{m_3}{r_3}+\cdots\cdots\right) = -\gamma\sum_i \frac{m_i}{r_i}$$

卽得圓帶於P點所引起的重力位爲

$$dV = -\frac{\gamma\left(\frac{1}{2} m \sin\theta\, d\theta\right)}{R} = -\frac{\gamma m}{2R}\sin\theta\, d\theta$$

由圖 9 — 180，並利用餘弦定律則得

$$R^2 = a^2 + r^2 - 2ar\cos\theta$$

因 a 與 r 均為常數，微分上式，可得

$$2RdR = 2ar\sin\theta\, d\theta \quad 或 \quad \sin\theta\, d\theta = \frac{RdR}{ar}$$

以此式代入 dV 式中，便得

$$dV = -\frac{\gamma m}{2ar}\, dR$$

欲得其總重力位，必須對整個球面積分。當 P 點位於球外時，R 之兩界限 $r+a$ 與 $r-a$ 各相應於 B 及 A 點，如圖 9－181 (*a*)。因此

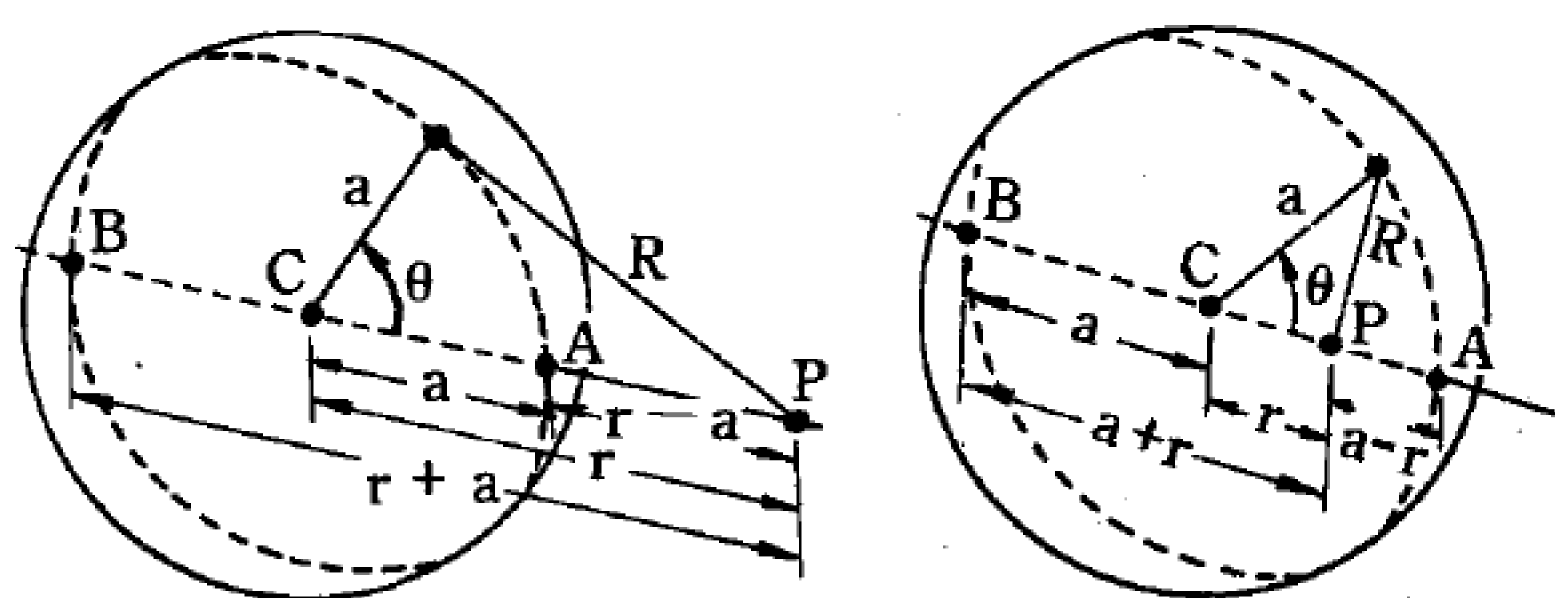
$$V = -\frac{\gamma m}{2ar}\int_{r-a}^{r+a} dR = -\frac{\gamma m}{2ar}(2a) = -\frac{\gamma m}{r} \quad (r > a)$$

為均勻球殼外一點之重力位。若 P 點位於球殼內，如圖9－181(*b*)，R 之兩界限各為 $a+r$ 與 $a-r$。結果重力位變為

$$V = -\frac{\gamma m}{2ar}\int_{a-r}^{a+r} dR = -\frac{\gamma m}{2ar}(2r) = -\frac{\gamma m}{a} \quad (r < a)$$

此式指出球殼內一點之重力位為一常數，無與乎該點之位置。引用方程式

$$\vec{g} = -\vec{u}_r \frac{dV}{dr}$$



(a)P在球外 (b)P在球內

圖 9－181 計算均勻球殼 P之重力場

即可求得均勻球殼外一點電力場強度

$$\vec{g} = -\vec{u}_r \frac{\gamma m}{r^2} \quad (r > a) \qquad (1)$$

以及球殼內一點之重力場強度

$$\vec{g} = 0 \quad (r < a) \qquad (2)$$

圖 9 — 182示出一球殼之$\vec{g}$與V，與距球心之距離r之關係。由圖可見出，由球心向外移動，至達球殼上時，重力位不變，而其重力場突遭$-\frac{\gamma m}{a^2}$之變更。球殼內之重力位為一常數，並等於其表面上之重力位。

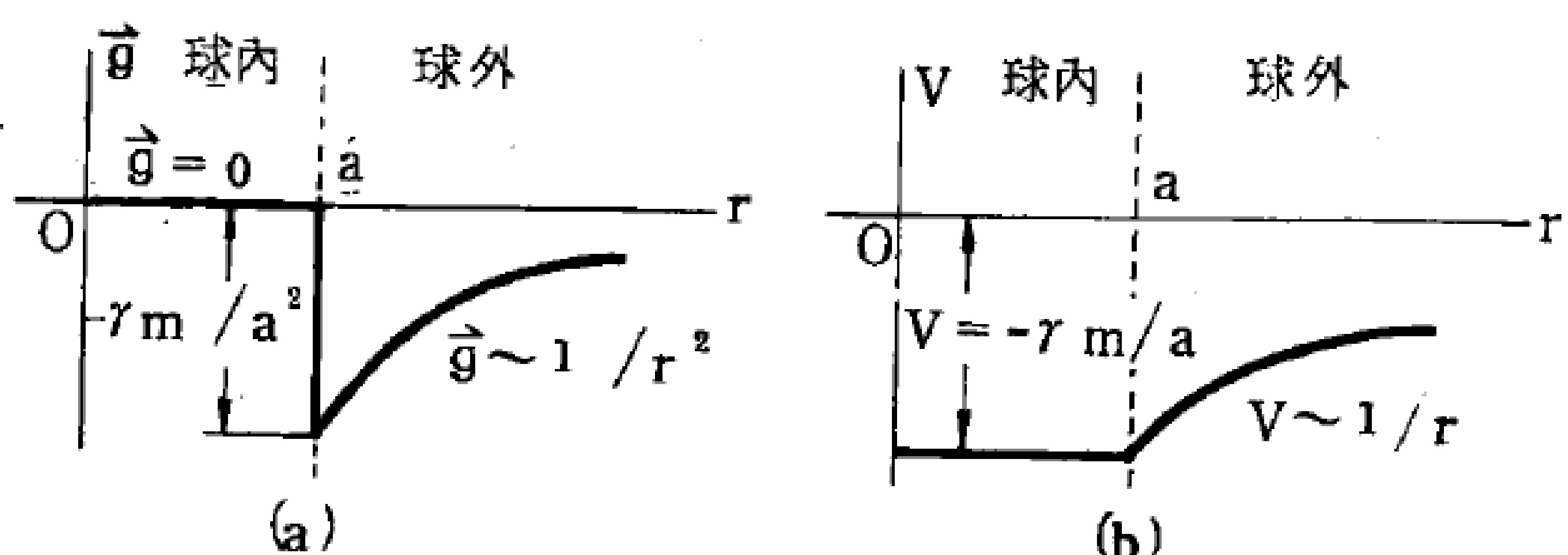


圖 9 — 182 質量均勻分佈之球殼的$\vec{g}$與V之變化

至於質量均勻分配於整個體積的一實體球。將此球之結構視如洋葱，意即此球是以球殼或球形層重疊而成。每一球形層產生如方程式（1）與（2）所示的重力場。關於球外一點P（圖 9 — 183），因自中心至P之距離r對一切球層言均係一樣，各球層於P點所提供之重力位及重力場，僅係質量相加，故再度求得（1）式之結果。因此，可得一結論：一均勻實體球，球外一點之重力位與重力場，正與同一質量之質點位於球心者同。然而，均勻實體球球內一點之電力場強度與自球心至該點之距離成正比。上述之理甚明，對於球內一點如P者（圖 9 — 184），僅有半徑$r = OP$之球內質量於P點提供重力場。當點P自中心向外移時，雖然平方反比定律引起重力場減少，但質量係依距離立方而增加，以致重力場反而獲得超額補償。距中心為r一點P，並以r為半徑畫一圓（圖 9 — 184）。依據方程式（2），即可見出半徑大於r的一切球

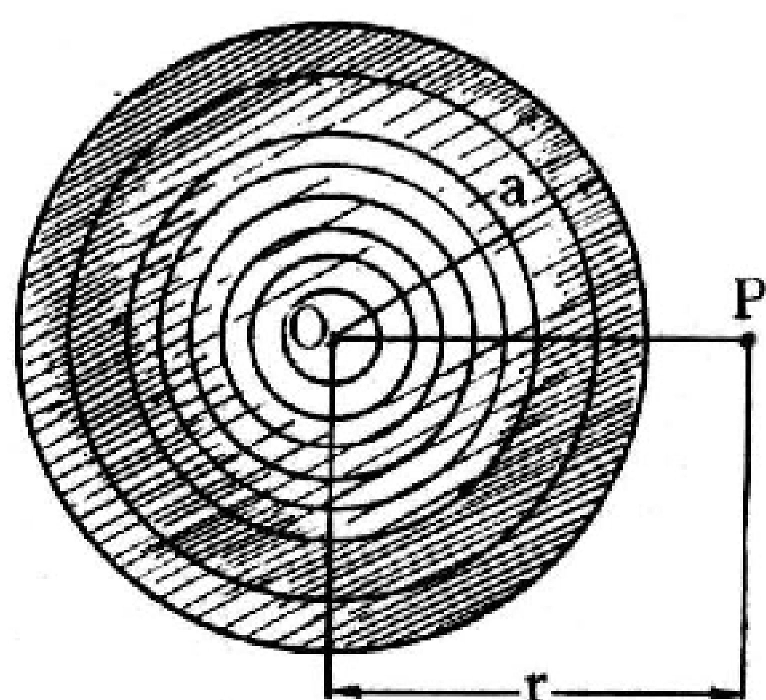


圖 9 — 183
計算實體球外一點之重力場

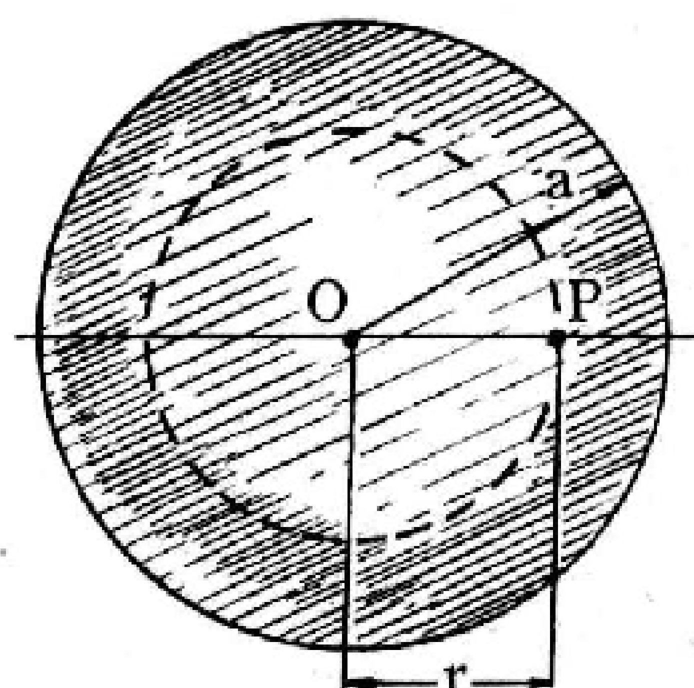


圖 9 — 184
計算實體球內一點之重力場

殼，對P點之重力場無任何貢獻，因P位於它們之內的緣故；半徑小於r的一切球殼，提供一類似方程式（1）所示之重力場。設m'爲虛線球內之質量，由方程式（1），則得P點之重力場爲

$$\vec{g}=-\frac{\gamma m'}{r^2}\vec{u}_r$$

全球之體積爲$\frac{4}{3}\pi a^3$，並因球爲均勻者，則每單位體積之質量爲$m/\frac{4}{3}\pi a^3$。

半徑爲r之球所容納之質量m'則爲

$$m'=\left(\frac{m}{\frac{4}{3}\pi a^3}\right)\left(\frac{4}{3}\pi r^3\right)=\frac{mr^3}{a^3}$$

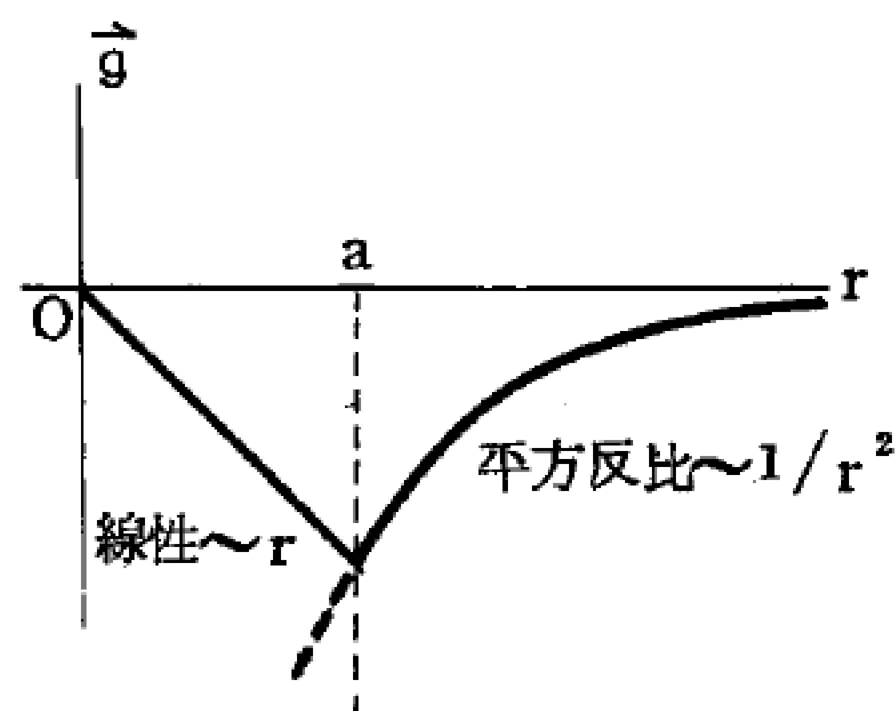


圖 9 — 185

均勻實體球之重力場$\vec{g}$

將此結果代入前方程式中，最後求得均勻球體內一點之重力場爲

$$\vec{g}=-\frac{\gamma mr}{a^3}\vec{u}_r$$

圖9 — 185爲一實體均勻球之$\vec{g}$與r之變化圖。若地球爲均勻者，當一物自地球中心移至一遠距離處時，此圖可指出該物之重量變化情形。

以上所述之球體問題中，一點之重力場大小僅依據該點至中心的距離而變，而與該點至中心之連線方向無關。此結果係基於對稱之故。若以不對稱或不均勻（質量分配爲球形對稱者除外）之物體，代替一均勻球體，角度將會出現於公式中。但對於一球形對稱的問題，重力場之性質僅依一點至中心之距離而定。

【重力場高斯定律】（Gauss law of gravitation）

在重力場內

$$\int\vec{g}\cdot d\vec{A}=-4\pi G\int_V \rho\, dV$$

其中$\vec{g}$是重力場強度，ρ爲單位體積內之質量。

【重力場強度】（Gravitational field intensity）

當質量爲m的質點被放在空間內的一點時，稱質點m在空間內造成一個重力場（ *gravitational field* ），而這重力場對任何別的質點m'都有作用力，亦卽質點m以重力場爲媒介，與m' 交換能量。假如m'所受的力爲$\vec{F}$，則在m'所在的地點的重力場強度$\vec{E}$爲：

$$\vec{E}=\frac{\vec{F}}{m'} \qquad (1)$$

由（ 1 ）式可知，在重力場中的一點，單位質量所受的重力就是那一點的重力場強度。

如果m'離m的距離爲r，則由重力定律，m'所受到的重力爲

$$\vec{F}=-G\frac{mm'}{r^3}\vec{r}$$

$\vec{r}$爲由m到m'的位置向量。

所以離m爲$\vec{r}$之點的重力場強度爲：

$$\vec{E}=-G\frac{m}{r^3}\vec{r} \qquad (2)$$

在C．G．S．單位制中，$\vec{E}$的單位爲達因／克。

由（ 1 ）式可知，假若有一重力場，其重力場強度爲$\vec{E}$，而質點m'不影響這重力場，則m'所受的重力爲：

$$\vec{F}=m'\vec{E} \qquad (3)$$

在這種觀點下，不必直接去看質點與質點間的作用，整個牛頓重力定律可被（ 2 ）式與（ 3 ）式所取代。（ 2 ）式表示質量m所產生的重力場，而（ 3 ）式是描述質點m'與重力場的交互作用。

【重力量子】（ Graviton ）

重力量子是愛因斯坦在廣義相對論中，研討重力場所設想的粒子，目的在用以說明重力交互作用，它是一量子化的粒子，具有 2 $\hbar$ 的自旋量，與物質的交互作用非常微弱，比微中子與物質的交互作用還要弱得多。這種重力輻射的量子就稱爲重力量子。

【重力單位】(Gravitational units)

一單位質量的物體，在緯度 45°海平面上所受的重力之大小爲一單位重力。如

1克(*gram*)之物質所受重力爲1 *gm wt* =980達因(*dyne*)

1仟克(*kg*)之物質所受重力爲1 *kg wt* =9.8牛頓(*newton*)

1磅(*lb*)之物質所受重力爲1 *pound wt* =32磅達(*poundal*)

【重力電池】(Gravitation cell)

此種電池與丹尼耳電池(*Daniell cell*) 完全相同，惟不用素燒圓筒，而利用重力，蓋因硫酸銅之飽和溶液較稀硫酸重，故先以硫酸銅之結晶及濃溶液入於器中，次將其內揷入銅板，再徐徐以稀硫酸注入於其上部，而將鋅板入於上部之溶液中即得。

【重力質量】(Gravitational mass)

牛頓的重力定律是說：任何兩質點(*particle*) 之間，在兩質點的連線上，皆有一種相互的吸引力，此力的大小與兩質點的質量乘積成正比，而與它們之間的距離平方成反比。

寫成數學形式爲：

$$\overrightarrow{F_{21}} = -\overrightarrow{F_{12}} = -G\frac{m_1 m_2}{r^2}\ \hat{\vec{r}} \qquad (1)$$

m_1 爲質點1的質量，m_2 爲質點2的質量，$\overrightarrow{F_{12}}$ 爲質點2對1的引力，$\overrightarrow{F_{21}}$ 爲質點1對2的引力，r 爲兩質點間的距離，$\hat{\vec{r}}$ 爲從質點1到質點2的單位向量(*unit ιector*)。G 爲比例常數，稱爲重力常數(*gravitational constant*)，經過實驗的決定，其值爲 6.670×10^{-11} *newton* - m^2／ kg^2 ，或 6.670×10^{-8} *dyne* - cm^2 ／ g^2。

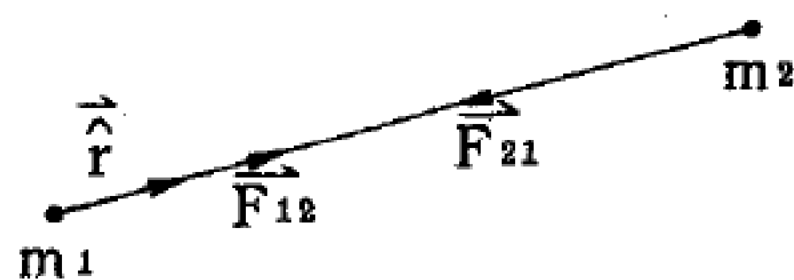


圖 9 — 186
兩質點間的重力相互作用

這裏所謂質量，與慣性質量(*inertial mass*)在物理意義上並不相同，特稱爲重力質量，(1)式可視爲重力質量的定義。從物理意義

上來說，重力質量可看成爲一種產生重力的質點性質，就好像電荷（*charge*）爲產生靜電力（*electrostatic force*）的質點性質一樣。

在牛頓發表重力定律時，兩種質量的意義並不明顯，在他的定律中，他指出的是慣性質量；因此這個定律在物理意義上是否站得住腳，就要看重力質量是否能與慣性質量相等。

1906 年厄特弗（*Eötvös*）對這個問題作了一個實驗，他的實驗裝置大致如圖 9－187，他的原理是：假若每一物質的重力質量與慣性質量相等，則每一個在地球表面上的物質，皆有相同的重力加速度。因爲物質所受的重力等於其慣性質量乘以重力加速度（牛頓第二定律）。所以

$$-G\frac{M_g\,m_g}{r^2}\vec{\hat{r}} = m_{in}\vec{g}$$

M_g 爲地球的重力質量，m_g，m_{in} 分別爲懸掛物的重力質量及慣性質量，$\vec{g}$ 爲重力加速度。若 $m_g = m_{in}$，則

$$\vec{g} = -G\frac{M_g}{r^2}\vec{\hat{r}}$$

所以每一種物質皆具有相同的重力加速度。

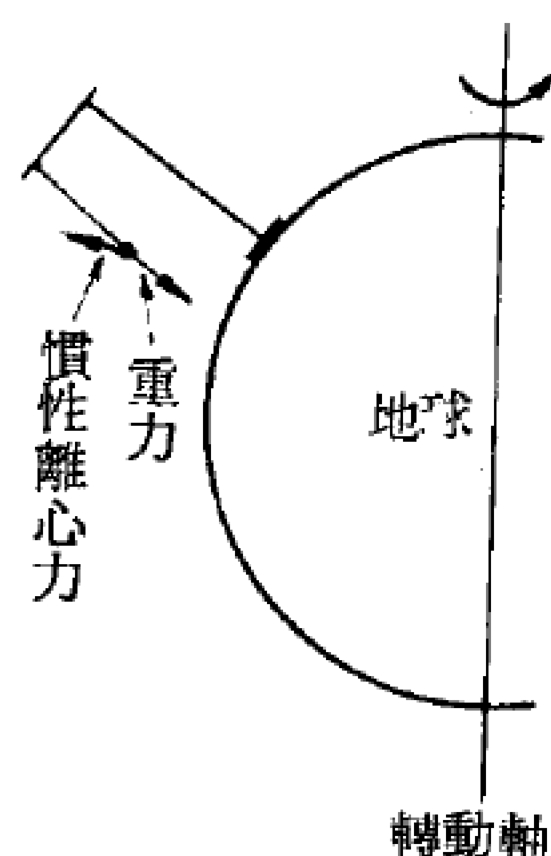


圖 9－187
厄特弗實驗的裝置情形
（此爲誇張比例後之簡圖）

而由於地球的轉動，所引起的慣性離心加速度對各種懸掛物皆相同。因此，假若 $m_g = m_{in}$，則每一種不同的懸掛物，都有相同的平衡位置。

厄特弗從這個實驗上發現，在實驗的準確限度內，重力質量與慣性質量是相等的。近人狄克（*Dicke*）在 1963 年也做了另外一個實驗以解決這個問題，他的結論也是和厄特弗相同，而且準確度更高。

因此，牛頓定律在意義上更爲清晰了。因爲慣性質量與重力質量相等，所以一概以質量稱它。

【重力質量和慣性質量】(Gravitational mass and inertial mass)

從定義區分這兩種質量的物理意義：重力質量的定義來自重力定律，即兩質點間的重力大小係與這兩質點的“質量”成正比，此“質量”就是重力質量。設此重力質量分別爲M_1、M_2，則重力F爲

$$F=\frac{GM_1M_2}{r^2}$$

r爲兩質點的距離，G爲重力常數。慣性質量的定義是根據牛頓第二運動定律，即加速度與作用力的大小成正比，其比例常數就是慣性質量。稱爲慣性是因爲要達到某加速度a，若“質量”大則需力較大，“質量”小則需力較小，有慣性作用。因此，重力質量和慣性質量的意義截然不同。

馬赫原理(*Mach's principle*)假設重力質量即爲慣性質量，則由厄特弗(*Eötvös*)實驗證實，證明這兩者相同，其後1961年狄克(*Dicke*)證實這兩種質量相等的準確度在$\frac{5}{10^{12}}$以內。

愛因斯坦看出這兩者相等的重要物理意義，並由此提出等效原理，爲廣義相對論的基礎。

【重力擺】(Gravity pendulum)

用單擺測量重力的精度爲$1\frac{1}{2}$ *ppm*，因很難精確的測量擺長，如以同單擺在兩不同站測定，則可消除此種困難。一單擺的週期爲：

$$T_P=2\pi\left(\frac{L}{g}\right)^{\frac{1}{2}}\qquad L=\text{擺長}$$

$$g=\frac{4\pi^2L}{T_P{}^2}$$

如一單擺在兩處擺動而擺長不變，則第一站與第二站重力比爲：

$$\frac{g_2}{g_1}=\frac{T_1{}^2}{T_2{}^2}$$

重力變動與週期變化的關係爲：

$$\frac{dg}{dT_P} = -\frac{8\pi^2 L}{T_P{}^3} = -\frac{2g}{T_P}$$

小量週期變動時，

$$\Delta g = -\frac{2g\Delta T_P}{T_P}$$

如此求得的兩地相對重力，比在任一地點測定的爲準確，因Δ g 的準確在此情況下只依ΔT而定。L未包含在公式裏，數處重力的相對值，雖不知擺長也可以比較。爲求準確到 1ppm ，單擺要擺動 6小時，最新式地球物理探測用單擺可以減低時間至 30 分， 而 能 得 準 確 度 $\frac{1}{4}$ ppm。其構造爲兩相等石英擺固定在同一臺上，在相反方向擺動以減少因擺動而臺亦隨之擺動之影響。測得週期後與以同樣裝置在標準站測得之值相比而求Δ T_P 再計算Δ g 。

單擺適於求重力絕對值，但因操作費時間，現多用重力計求重力差。

【重力壩】(Gravity dam)

重力壩是依賴自身重量以抵抗變形和壩身移動。

【重子】(Baryon)

詳閱“重子數(*Baryon number*)”條。

【重子數】(Baryon number)

凡能夠參與強交互作用(*strong interaction*)的基本粒子稱爲強子，強子中又分兩種，其中自旋爲整數的，如π(自旋爲0)，ρ(自旋爲1)，稱爲介子(*meson*)，其自旋爲半整數的稱爲重子(*baryon*)。爲了分別起見，定義一個量子數，稱爲重子數。對所有的重子而言，重子數爲＋1；對重子的反粒子，重子數爲－1；對介子而言，重子數爲0(介子的反粒子還是介子)。

【重心】(Center of gravity)

物體之重，係因地球對於物體各部分之吸引力而來。如物體不甚大，則此各部分所受之力，可視爲係平行者。此諸平行力之中心名爲物體之重心，又名質量中心（ *center of mass*），簡稱質心；或稱慣性中心（ *center of inertia* ）。但當物體過大時，體內各質點所受之重力加速度不同；其重心卽非質心。

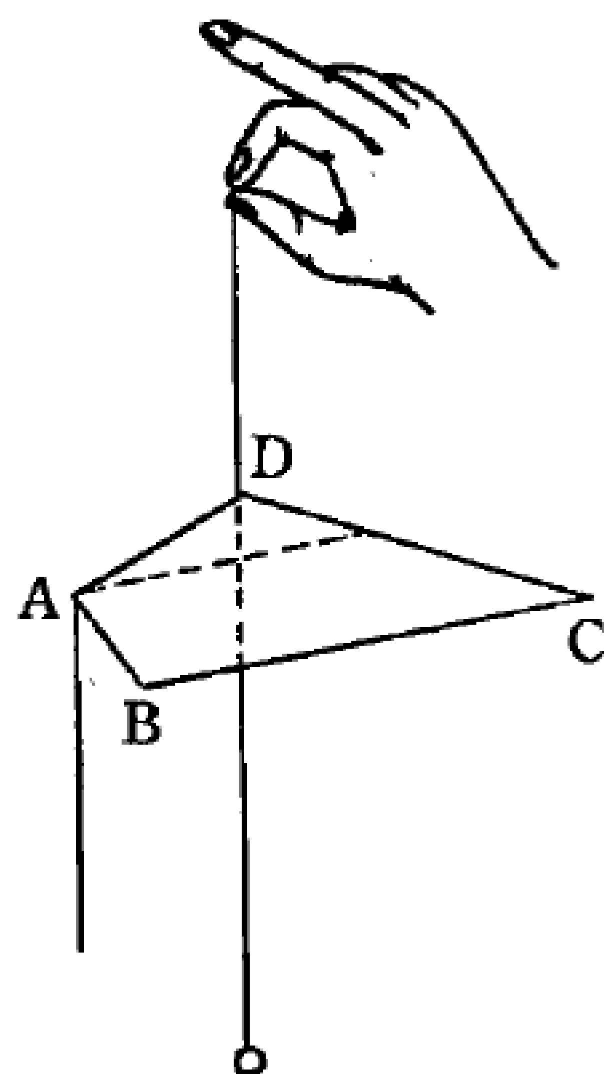


圖 9 — 188

各種物體之重心位置：

(1)直棒——其重心在棒之中央。

(2)三角板——其重心在三角形三中線的交點。

(3)正方形——其重心在兩對角線的交點。

(4)立方體及球——其重心均在中心。

(5)不規則形——其重心可由實驗求得，如圖 9 — 188所示。先懸線於D點，得一虛線；次懸線於A點，又得一虛線。兩虛線的交點，卽是重心。

(6)數物體之共同重心——必在此數物體所共有的總合力的作用線及諸個體重心之連線上。

重心有儘可能走向低位置之傾向。當物體的重心與支點重合時，將維持在平衡狀態。平衡狀態如移動時重心向下移，稱穩定平衡；如重心向上移稱不穩定平衡（ *labile equilibrium* ）；如重心在和地面平行的平面上移動，稱隨遇平衡（ *neutral equilibrium* ）。

【重水】(**Heavy water**)

符號D_2O，若水中所含重氫（ *heavy hydrogen* ）卽氘原子（ *deuterium* ）與普通氫原子的比例，較自然的組成分量（氘佔 1／6,500）大得多，這種水便稱爲重水。

水與重水之物理性質，在攝氏25度時之比重，水爲 1，重水爲 1.1079；在沸點方面水爲 100度，重水爲 101.42度，水之冰點爲攝

氏0度，重水爲 3.82 度。據實驗者報導，它的味道和普通水完全一樣，不具毒性。鹽類在重水裏的溶解度要比普通水裏小得多，而許多化學反應進行的速度在重水也要比普通水慢得多。一些反應器以它做緩速劑。因作爲反應器的緩速劑之重要條件，乃在極短距離內卽能有顯著的減速效果，其原子量應較小，密度要大，對中子的散射截面應大而吸收中子的截面要小。因重水對熱中子的吸收截面（ $\sigma_a = 0.00056$ ）僅爲普通水的六千五百分之一，故爲最佳之緩速劑。用天然鈾爲燃料的反應器中，重水作緩速劑者的反應度最大。此較大之反應度可用作改善反應器的結構：⑴如燃料棒的排列（以一束細棒代替一根粗棒）而使吸收熱量的問題簡化。⑵整個反應器的體積亦因之減小。⑶由選擇適合的護殼材料而使燃料棒的可用壽命增加。重水的價值甚昂爲其缺點。

在大自然中，普通水大約有一百四十萬億噸那麼多，重水卻很少，在五十噸水裏才含有一公斤重水。現在人們正利用電流來大批大批地電解水，以求取重水。因爲重水不會被電解，電解液裏重水的濃度便越來越大，最後把電解液蒸餾一下，就製成了很純的重水，在大自然中，重水的分佈是不均勻的，在雪、雨水與地面的水裏，含量很少。然而在一些動植物中，特別是一些礦物中，重水的含量卻較多。

【重水反應器】（ Heavy water reactor ； 簡稱 H.W.R. ）

氘（ *deuterium* ）是氫（ *H* ）的一種同位素，它的重量大概爲普通氫的兩倍，與氧化合成爲重水（ D_2O ），雖然重水與普通水的化學性質相同，但在核反應方面的性質卻不相同。重水不像普通的水那樣容易吸收中子。換一種說法，就是中子能夠在重水中走比在普通水中爲遠的距離。所以，一個用重水做緩速劑的反應器，其核心可以佔有較大的容積，這給更多的實驗管留下了位置，同時也有了更多的照射空間，更進一步，因爲中子在核心很少被吸收，更多的中子可被利用在實驗上。

重水反應器與頂蔽式（閉式囤型）型式相同。重水的價格昂貴（ 1

磅大約美金 28 元），在比較完閉的反應器系統內只需要較少量的重水。同時，一部分的氘吸收中子後變成氚（ *tritium* ），氚是一種比氘還重的氫同位素。如果重水不在密閉系統之內，有些就會蒸發到空氣中。因爲含有氚，故這種蒸氣有放射性，並且大氣中的水蒸氣也會凝結後參雜其中，而使重水失去純度。

重水反應器的核心作管狀，外邊是一座容重水的水箱，燃料裝置在管子裏，排列方式和氣冷式反應器差不多，燃料並非整個堵塞住管子，而是留一部分空間好讓冷卻劑能通過以移去分裂反應生出的熱能，圖 9 — 189是此種反應器的蒸汽供應部門排列簡圖。

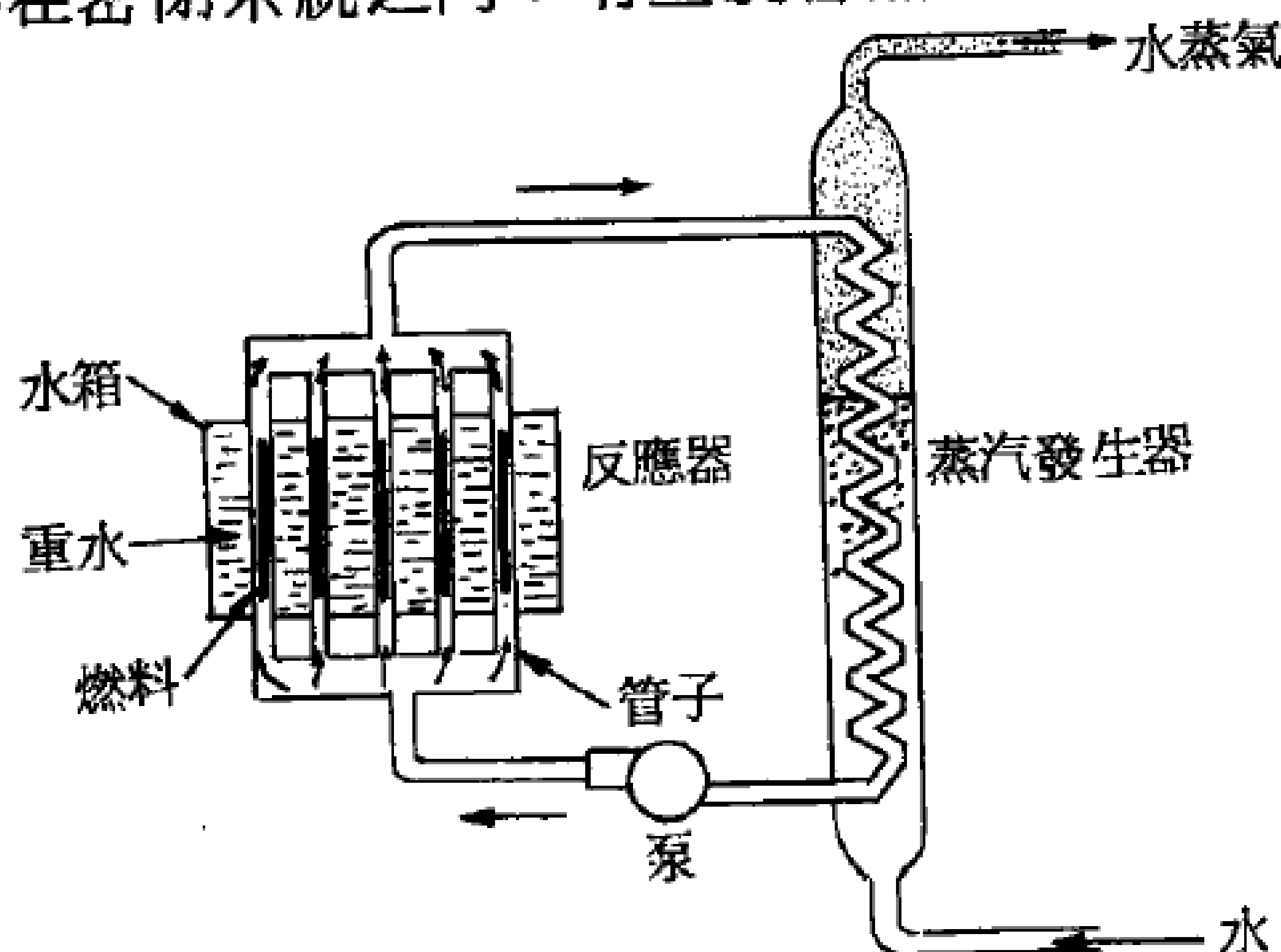


圖 9 — 189　重水反應器蒸汽供應系統簡圖

重水反應器燃料淨消耗量很低，有可能做到使生產的燃料比消耗掉的稍微多出一點。在許多研究用重水反應器內用濃化鈾做燃料。濃化鈾再加上用重水做緩速劑，使得中子通量很高，連帶著動力階也很高。

最有名的重水反應器是阿岡國家研究所建的 *CP* - 5，如圖 9 — 190。此反應器運轉的動力階爲5,000,000瓦，其中子通量爲 10^{14} *nv*，它的水平實驗管，穿通管以及熱中子室總數爲 18 個，同時有 50 個以上的垂直通入管用以安置實驗儀器及試樣。*CP* - 5反應器的特點是它的燃料做成管洞狀，這樣可以把欲實驗的物質放在燃料內，以接受各方向的照射。

重水對中子之特殊性質爲主要的優點，可使天然鈾之氧化物加深輻射作用，蓋如使用石墨，則功率永不能企望可超過 3,500 ～ 4,000 *M*

Wd/t，用重水則可達 10,000 MWd/t，或更多，即謂消費裂變物質之三倍量。且此“燃燒”可“就地”經輻射過程而生成可觀產量之鈽。例如一天然鈾燃料已經輻射 10,000 MWd/t 後僅含0.12%之同位素 U - 235，有 4／5 以上的原來裂變物料已經消耗，而鈽乃接替，供應連鎖反應，且約供應放出能量之半數，故所經歷之反應彷彿每個鈾之裂變核發生兩次裂變。

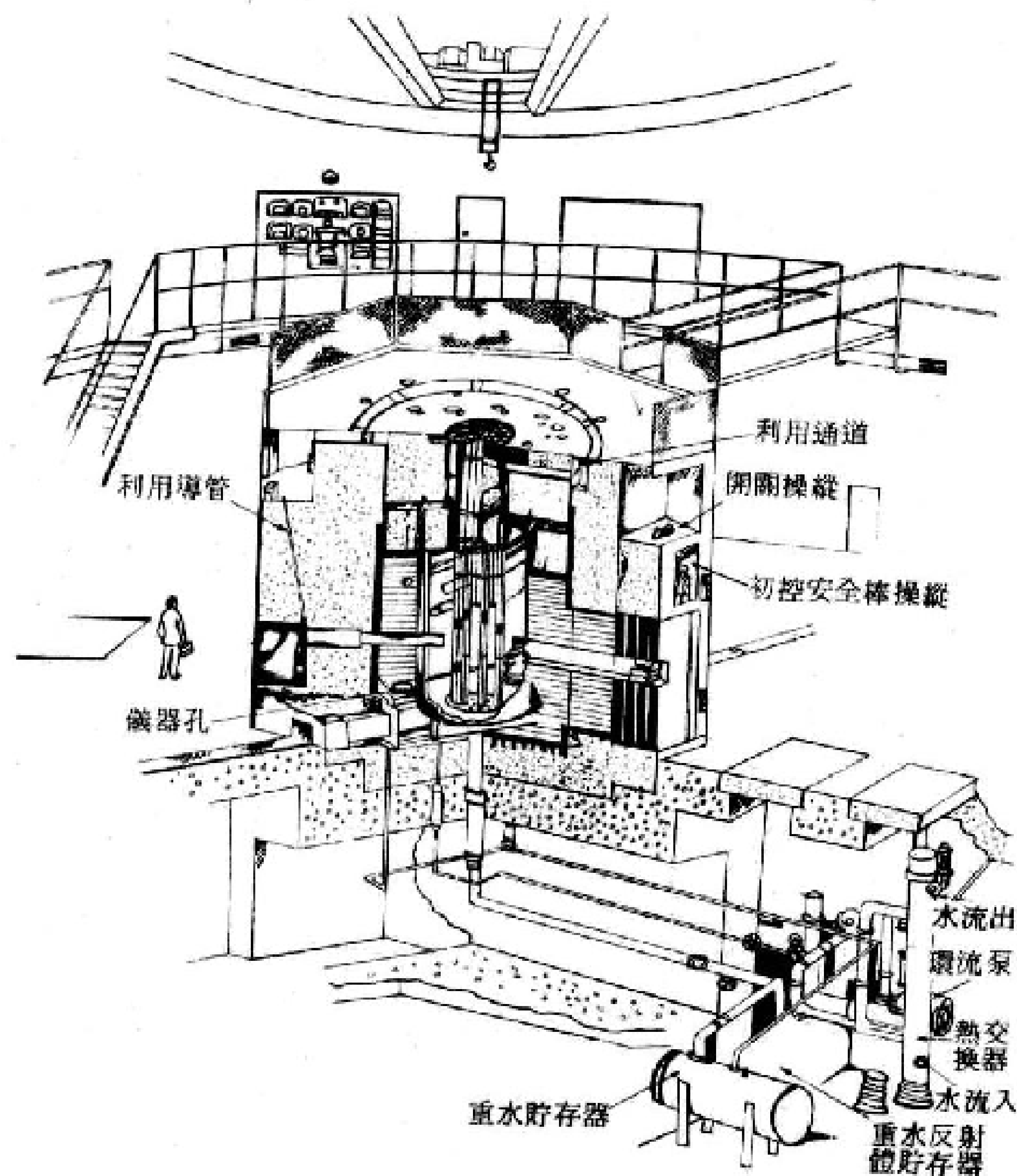


圖 9—190

阿岡國家研究所的CP－5反應器。在這剖視圖內可以看見核心在屏蔽中心，實驗管及熱中子室伸至核心內。

欲其輻射作用延長，亦可使用陶瓷質燃料（*combustible ceramic*），乃將其分割爲直徑微小的針狀束，以利冷卻液體之換熱性能。此種分割之燃料有一部分活潑性被重水減少。低度濃集可能有裨益；因更可延長輻射作用，且增加燃燒率，如此則可以補償燃料單元價格之升高。

此種重水反應器之功率比，用天然鈾爲 2～5 MW/m^3，如用濃集鈾則可達 10～15 MW/m^3。由此數據顯然較石墨－氣體族系反應器爲優。

重水反應器裏作爲緩速劑的重水和冷卻劑是隔開的，所以有很多種

流體可資選擇爲重水反應器的冷卻劑，比較常用的有水、各種氣體、有機化合物冷卻劑等，或者就用重水也行，在美國一般設計廠商多喜用液態有機化合物作冷卻劑，此種化合物類似熔化的蠟，沸點很高。一座典型的重水反應器採用的有機化合物冷卻劑可不必加高壓而加熱到750°*F*，保持良好運轉，產生 725 °*F* 的蒸汽。有機化合物可作冷卻劑的很多，其中以一種聯三苯混合物，商業上取名聖多蠟(*santowax*)最通用。

若以重水爲冷卻劑則欲使反應器的能量的吸收率佳，應使液體之壓力在 30～50 *atm*。有兩種技術問題須考慮：其一爲盛裝器心之容器所能承受之壓力，其二爲所穿過之力管所能承受之壓力。但均可解決此困難的技術問題。第一項尤以斯堪第納維亞研究最多，第二項則在加拿大曾作研究。

【重水緩和反應器】(Heavy-water moderated reactor)

一種以重水當緩速劑之反應器，即重水反應器。

參閱“重水反應器 (*Heavy water reactor*；簡稱 *H.W.R.*)”條。

【重元素】(Heavy elements)

這是以原子相對重量來說的。比方說，在自然發生的元素裏，氫 (*H*) 是最輕而鈾 (*U*) 是最重的元素。因此在元素週期表中，位置靠近鈾的元素便是重元素了，而靠近氫者便稱輕元素。

【重合星】(Double stars)

用肉眼看是一顆星，但用望遠鏡一看，卻是由兩顆以上的星所合成。兩顆合成的星叫做二重星，三顆合成的星叫做三重星。兩顆星卽使離得很遠，如果從地球上看來是在同一方向，也當做二重星來觀測。

【重氫】(Heavy hydrogen)

卽氘，爲氫的同位素。

參閱“氘 (*Deuterium*) ”條。

【重氫核】(Deutron)

即氘核。

詳閱“氘核(*Deutron*)”條。

【重量】(**Weight**)

任何物體所受地心引力(重力)的大小，稱爲該物體的重量。因重力隨地心之距離之增大而減小，故物體的重量隨著地理位置不同而異；但其質量永不改變。例如：在山上或赤道附近時，物體的重量小些，這是因山頂上比海面上重力小，赤道附近比極地(南北極)重力小的緣故。

質量與重量之間，有很大的區別。一仟克的質量不論是在地球上、空中甚至於宇宙之間任何地點，其大小都是固定不變的。至於這個質量仟克恰好具有何種重量，則全不相干，它根本就不需要擁有重量的。它的重量乃由當時的地球引力之大小而引起的。1質量仟克能夠具有許多不同的重量。在這些重量之中，只有在緯度45°海平面上所顯出的重量，我們才稱之爲1仟克重。

我們倘若把巴黎的標準仟克拿到柏林去，它的質量雖保持不變，仍爲1仟克；但是地球吸引這個質量的力量，也就是它的重量，則將發生變化。因爲柏林在巴黎的北邊，所以它必定會變得重些。在巴黎之南的地方，一個質量仟克的重量則比巴黎的要小些。此外，一個質量仟克的重量，也會隨著高度之增加而重量一直減小，但它的質量卻保持不變。就地理上由赤道到兩極之間的緯度0°到90°而言，1質量仟克所在之緯度漸增，或所在高度漸減時，則其重量漸增；緯度減少或高度增加時則漸減。1質量仟克在兩極與赤道上的重量，兩者大約相差5克重。

在密度與比重的觀念上，也可反映出物體之質量與重量的區別。一個物體的密度是它的質量與其體積的比例，所以等於質量／體積。一個物體的比重是它的重量與其體積的比例，所以等於重量／體積。嚴格說來，比重隨緯度而變更，反之，密度則不起變化。只有在45°的緯度上

，比重與密度才是同一數值。

【重量及位能】（Weight and potential energy）

一物體之落地是由於地心的引力，此地心引力稱爲物體的重力，即物體的重量　（重力）$F = mg$

其中 g 爲地心加速度980 厘米/秒^2 。

因功爲

$$W = FS$$
$$= mgS$$

假若一物體 m 在離地面高度 h 落下時，則此物體 m 地心的拉力爲 mg ，所經的高度爲 h ，於是其所作的功應爲

$$W = mgh$$

式中右項稱爲地心引力作用下的位能。

地心引力對物體所作的功＝地心引力下的物體所減的位能

例如，一質量爲 m 的靜止物體，從高處向地心落下，其產生的動能爲 $\frac{1}{2}mv_2^2$ ，物體在 h 高度時的位爲 mgh ，故

動能＝位能

$$\frac{1}{2}mv_2^2 = mgh$$

物體所持的高度愈高位能愈大，則物體產生動能之速度愈大。位能減少時，而轉變爲動能增加，但整個的能量是相等的。

故將能量應用到原子問題，正說明了電子在原子中的位能與動能，原子之被游離化乃是能量的變化問題。

【重量定律】（Law of weight）

物體之重量與其所含質量成正比，而與其至地心距離之平方成反比，此關係稱爲重量定律。

【重量密度】（Weight density）

常稱量 ρg 爲流體的重量密度，是單位體積流體的重量，例如水的

重量密度爲 62.4 磅／呎^3。

【重量單位】(Weight unit)

重量單位即 1 質量克的質量，在緯度 45°海平面上，受到地球所作用的那個拉力或壓力。其另一通用的名稱爲克，不過最好稱之爲重量克。因爲在地球上同一地點，n 倍的質量一定具有 n 倍的重量（ n = 1、2、3、4、…），所以 2、3、4、…等質量克在緯度 45°會施出 2、3、4、…等重量克的拉力或壓力。

不過一般人日常的言語習慣上，對於質量克和重量克是不加區分的。曾經有人建議，在緯度 45°上，由重力所引起的一克力量用"巴"來代表，但未能通行。特別是在日常生活及工程上，已經沿成習慣，不管在什麼地點，都是用 1 質量仟克的重量，當作重量的單位，並且和質量仟克完全一樣，都是簡單的稱之爲"仟克"。

【重複】(Overlap)

電視之掃描點比正常濶度爲高。

【重鉻酸電池】(Bichromate cell)

以碳板及鋅板對立，插入重鉻酸鉀及稀硫酸之混合溶液中，以導線連接碳板及鋅板，引起化學作用，而產生電流從碳板經導線向鋅板流，碳板成陽極，鋅板成陰極，此種電池謂之重鉻酸鉀電池。蓋因重鉻酸鉀與硫酸化合生硫酸鉻及硫酸鉀，其中之酸游離，而硫酸又與鋅作用，發生水，因水與游離之酸化合，不致起偏振作用。

【重點】(Point of resistance)

槓桿上阻力的著點，叫做重點。

【重疊原理】(Principle of superposition)

在一物理系統中所受之外界作用多爲相互獨立的，且其合成的作用等於各個作用之和，則該系統對所受之諸作用而言，適用重疊原理（其各個作用之和爲代數和抑或向量和，視當時情況而定）。重疊原理依系統

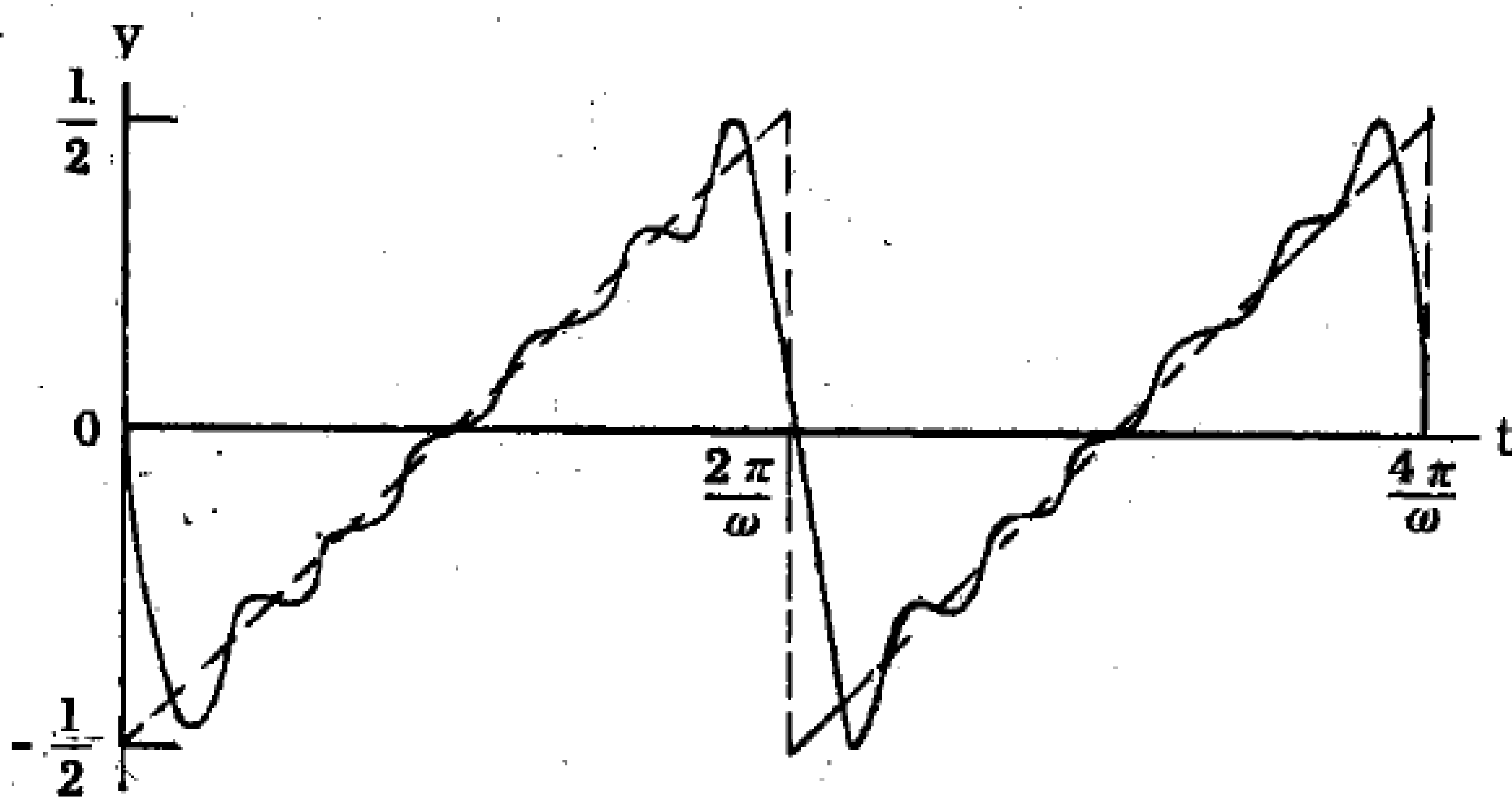
性質和作用種類之不同，而有各種特別的形式。例如，當二力同時作用於一質點，則合成力爲兩力的向量和；該質點的運動在二力同時作用下，與僅受一力（其方向大小等於該合成力）作用下的狀況完全相同。另一例是一系統對於其平衡態的小振動；一振動絃的總位移，是其各種諧和振盪模式（*harmonic modes of oscillation*）的代數和，它們可以相加。重疊原理之所以能適用於此例，是因爲振動的波動方程式是線性者；重疊原理不能用於非線性的系統。

重疊原理亦適用於量子力學（*Quantum mechanics*）。在量子力學中，相對應於一可觀察量（*observable*，例如能量）的狀態函數可以用該系統同一可觀察量的本徵態（*eigenstate*）的線性和表示之。

物理上，重疊原理之重要性在於當其成立時，即可將該複雜之波分析爲簡單波的組合。其實，正如法國數學家傅立葉（*J. Fourier*）所證明者，只需簡諧波即可組合成最普遍形式之週期波。傅立葉證明質點之任何週期運動可用簡諧運動的組合代表之。例如若 $y(t)$ 代表週期爲 T 之波源的運動，則可分析 $y(t)$ 爲

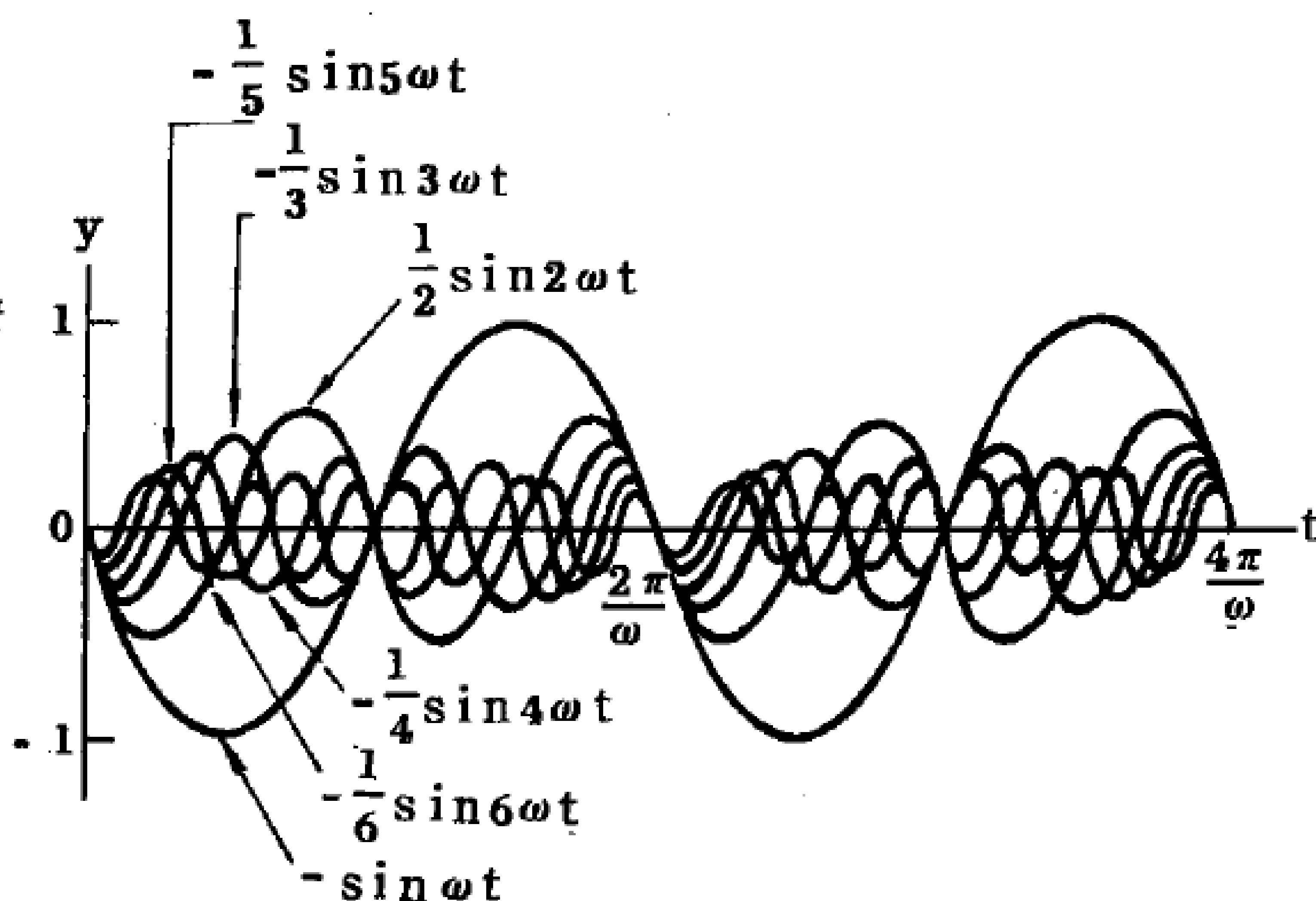
$$y(t)=B_0+A_1\sin\omega t+A_2\sin 2\omega t+A_3\sin 3\omega t+\cdots$$
$$+B_1\cos\omega t+B_2\cos 2\omega t+B_3\cos 3\omega t+\cdots$$

式中 $\omega=2\pi/T$，此式稱爲傅立葉級數。諸 A 和 B 等爲常數，任何特定之週期運動 $y(t)$ 有其一定之值（見圖 9－191）。當 $0<t<2\pi/\omega$，可寫爲 $y(t)=(\omega/2\pi)t-\frac{1}{2}$；當 $2\pi/\omega<t<4\pi/\omega$，$y(t)=(\omega/2\pi)t$



(a) 虛線是在電子管中常見之鋸齒波

$-\frac{3}{2}$等。此函數之傅立葉級數為 $y(t) = -\sin \omega t - \frac{1}{2}\sin 2\omega t - \frac{1}{3}\sin 3\omega t - \cdots$。實線是此級數前六項之和，除不連續點附近過高外，相當近似於鋸齒線，若取更多級數項，則近似愈佳。



(b) 陳示傅立葉級數之前六項，此六項相加則得(a) 中之實線

圖 9 — 191

若不是週期運動，如脈波，則用所謂傅立葉積分以代替其和。因此，波源之任何運動可以簡諧運動代表。因為源的運動產生波，波本身能分為簡諧的組合當不足為奇，因而奠定簡諧運動和簡諧波之重要性。

重疊原理也可以應用於電力系統中，不管有多少電荷，都可以用庫倫定律去算出每一對電荷間的作用力，將二組電荷重疊在一起時，並不影響對方的結構，故這二組電荷作用在某一電荷上的力，就等於各組電荷分別作用在這電荷上力向量和。

【重疊積分】(Overlap integral)

若以 *L.C.A.O.* 法來求取分子波函數時，計算二原子波函數 (*wave function*) 相嚙合程度的積分。以二氫原子波函數 ψ_a 及 ψ_b (已歸一化) 組成基態 H_2^+ 波函數為例，其對稱組合為

$$\psi_s = N_s (\psi_a + \psi_b)$$

反對稱組合為

$$\psi_A = N_A (\psi_a - \psi_b)$$

式中 N_s 及 N_A 皆為歸一化常數。由歸一化條件

$$\int | \psi_s |^2 dV = 1$$

$$= | N_s |^2 (2 + 2 \int \psi_a \psi_b \, dV)$$

$$\int | \psi_A |^2 dV = 1$$

$$= | N_A |^2 (2 - 2 \int \psi_a \psi_b \, dV)$$

可求出歸一化常數N_s及N_A。上二式中，表示相嚙合部分

$\int \psi_a \psi_b \, dV$（ψ_a及ψ_b均爲實函數）

卽爲重疊積分。

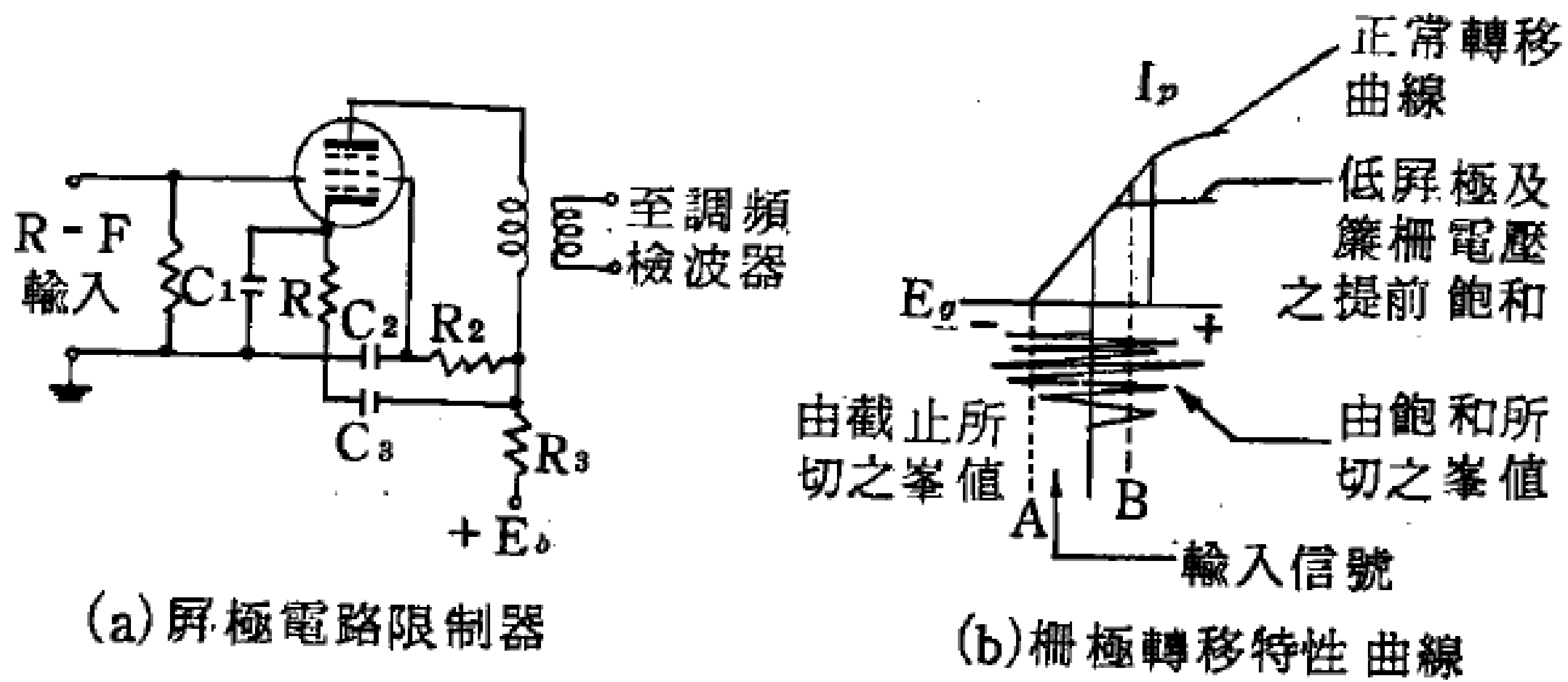
【限制器】（Limiter）

限制器有許多類型如：

1.振幅限制器是電子閘（*electronic gate*）的一種，可限制載波振幅的大小，以得一恆定的振幅，所以可作除去因受雜波影響而有的載波振幅變動。可藉三極管或五極管特性曲線，具有飽和現象的優點，以構成限制器，當一輸入信號電壓大於某值時，輸出電壓的振幅就受限制而爲一定值。如果電子管的屏極與簾柵電壓相當低，就是在非常小的控制柵輸入電壓情形下，屏極電流也能達飽和現象。所以可以利用低屏極及簾柵電壓，對射屏輸入載波的正振幅加以限制。對於射頻輸入載波的負振幅，只需使電子管偏壓於特性曲線的下端，載波負振幅一超過某一值，就可發生屏極截止現象，達到限制作用。

2.屏極電路限制器（*plate circuit limiter*）是利用敏銳的截止五極管，所構成的限制器，如圖9－192(*a*)。電阻（R_2）及電阻（R_3）非常大，所以可造成較大的壓降，以得較低的屏極及簾柵電壓，其值約30 伏特。控制柵轉移特性曲線的上端幾乎成爲水平，如圖9－192(*b*)所示。由於屏極及簾柵電壓低，特性曲線很快達飽和，所以只要有相當小的輸入信號電壓，其正振幅就有被切平的可能。凡是輸入信號電波振幅超過直線（B）的部分都被切去。同時，由於五極管的屏極截止，將消除超過直線（A）的負峯值。屏極電路限制器具有非常有效的限制作用，但由於屏極及簾柵的電壓低，所以放大作用甚微。

3. 屏柵電路限制器如圖 9 — 193 電路的限制作用，是由屏極及控制柵兩電路的限制作用所合成的，由於加上控制柵限制作用，屏極與簾柵電壓可增高一些，因此可增大其增益，而不降低限制作用。圖 9 — 193電路中各另件的值都是實際電路所用的。



(a)屏極電路限制器　(b)柵極轉移特性曲線

圖 9 — 192

已調頻載波電壓經輸入變壓器，送入五極管的控制柵。屏極電路的限制作用與圖 9 — 192 相同，但屏極及簾柵電壓都不必很低。電阻（ R_2 ）及電阻（ R_3 ），作降低屏極及簾柵電路電壓之用，電容器（ C_2 及 C_3 ）是射頻電流的旁路電容。

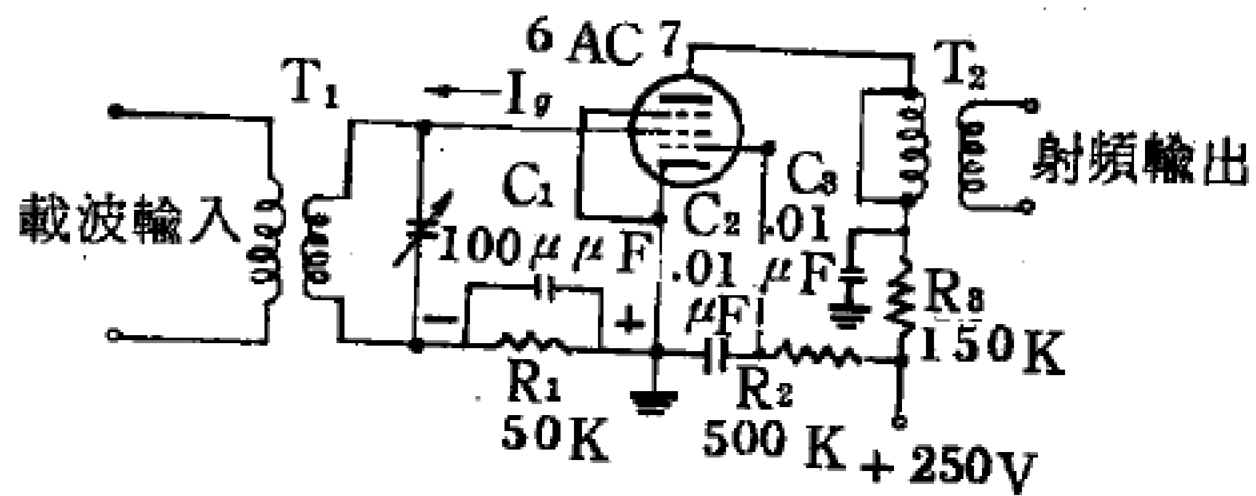


圖 9 — 193　屏柵電路限制器

控制柵電路的限制作用，由電阻（ R_1 ）及電容器（ C_1 ）的存在而達成，電阻（ R_1 ）的並聯電路，是一個柵漏電路。輸入的信號電壓必須足夠大，方能使五極管的控制柵電壓成爲正值而有控制柵電流。當輸入載波的正半週時，控制柵電流使電容器（ C_1 ）充電，幾達此正半週的峯值。輸入載波由峯值下降，電容器（ C_1 ）就藉電阻（ R_1 ）放電，因此在電阻（ R_1 ）兩端形成一控制柵偏壓。由於大部分的輸入載波電壓都在電阻（ R_1 ）下降，所以控制柵電流就有使輸入信號峯值切平的限制作用。

【限幅】（ Amplitude limiting ）

進行避免發射電波任何部分超過指定振幅之電平的一項措施。

【限幅器】(Amplitude limiter)

一種電子管電路，倘若加到這個電路上的電壓超過了某一固定界限時，此電路便將該電壓加以削減，從而將所有的電壓限制在這個界限(限制電平)以下。用來作限幅器的可以是二極管，也可以是多極管。

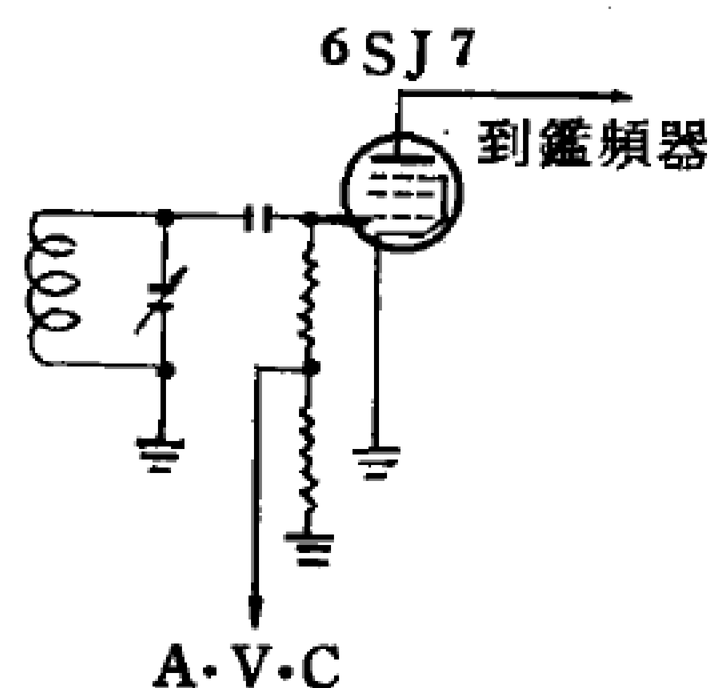


圖 9 — 194

一般限幅器的作用原理是：當電子管某一電極上的電壓變為正值時，在該電極的電路內便產生一個電流，使加於這個電路的電壓降低，限制電平決定於電極上負偏壓的選擇。絕對值超過了這個負偏壓的一切電壓就全被限幅器削去。限幅器用來削弱無線電接收中的有激烈脈衝性質的干擾以及削弱調頻接收時的噪聲等。

常用的限幅器常採用銳截止式五極管(如 6*SJ*7)，利用屏流、簾柵流或柵流的飽和作用，令輸出的強度不隨輸入的強弱而起變化。電路有多種，但大致相同，僅柵路略有改變，如圖 9 — 194 頗多採用。

【降壓電阻】(Dropping resistor)

用以將電路電壓減低的電阻。

【降壓器】(Step-down transformer)

應用次級比初級轉數小，故次級輸出電壓比初級輸入的低之原理而降低電壓者。

參閱"變壓器(*Transformer*)"條。

【面心立方晶格】(Face-centered cubic lattice ; F.C.C.)

這種晶格的基晶格向量為

$$(a,0,0)\text{及}(\frac{1}{2}a,\frac{1}{2}a,0),(\frac{1}{2}a,0,\frac{1}{2}a)。$$

由這三個基晶格向量，可見（ 0, a, 0 ）和（ 0, 0, a ）也是晶格點：

$$(0, a, 0) = 2\left(\frac{1}{2}a, \frac{1}{2}a, 0\right) - (a, 0, 0)$$

$$(0, 0, a) = 2\left(\frac{1}{2}a, 0, \frac{1}{2}a\right) - (a, 0, 0)$$

一般晶格點的位置可被表示爲

$$(l_1 a, l_2 a, l_3 a) \qquad \left[\left(l_1 + \frac{1}{2}\right)a, \left(l_2 + \frac{1}{2}\right)a, l_3 a\right]$$

$$\left[\left(l_1 + \frac{1}{2}\right)a, l_2 a, \left(l_3 + \frac{1}{2}\right)a\right] \qquad \left[l_1 a, \left(l_2 + \frac{1}{2}\right)a, \left(l_3 + \frac{1}{2}\right)a\right]$$

爲簡便起見，它常被寫成〔（ l_1 ／ 2 ）a ,（ l_2 ／2 ）a ,（ l_3 ／ 2）a 〕，然而任意整數（ l_1, l_2, l_3 ） 中，必須滿足$l_1+l_2+l_3$ =偶數的條件。換言之，三數中必須有一個或三個爲偶數。這種晶格可以看做簡單立方晶格的每一面心，多佔有一個原子，如圖 9 — 195 所示。在這種立方單位中，包含有四個原子。

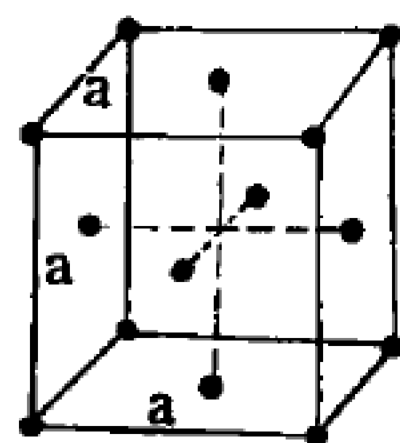


圖 9 — 195

【面心立方體】（ Face-centered cube ）

如銅（ Cu ） 的結晶形呈一種立方形狀，見圖9 — 196 所示，在角上的八個原子之外，立方體的每個面上加有一原子，此類構造稱爲面心立方體。其他金屬如銀（ Ag ）、鋁（ Al ）、金（ Au ）、鉛（ Pb ）、鉑（ Pt ）…等多屬此種晶體結構。

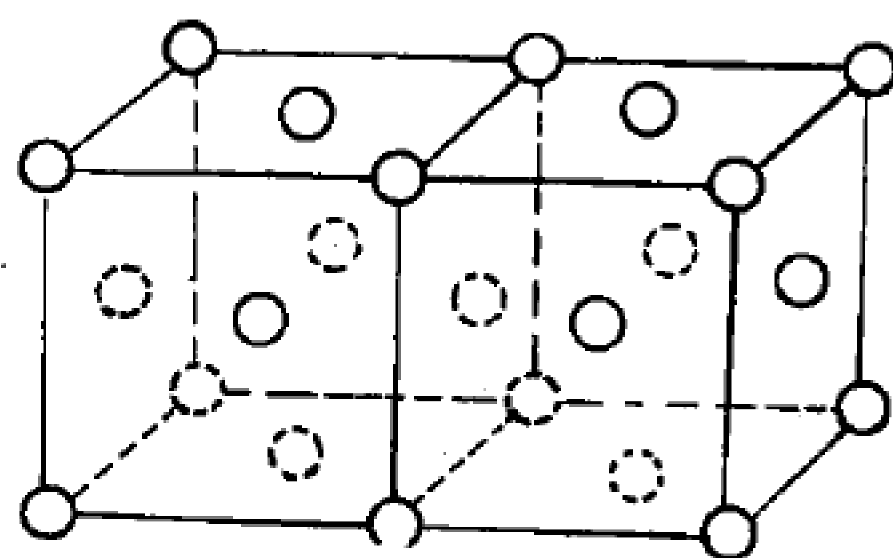


圖 9 — 196　銅的晶體結構

【面板】（ Rack panel ）

金屬或非金屬板，將配件裝置於其中。

【面狀電荷分佈之電場】（ Electric field of surface charges ）

電荷分佈在一薄板上叫面電荷（ *surface charges* ）。假如有一無窮伸展的平板，上面均勻地分佈著電荷，並設其面電荷密度（單位面積內所包含的電荷）爲 σ 。由於對稱性，我們知道由此面電荷所產生的電場，一定垂直於此平板。假若在平板之外沒有別的電荷存在，那麼平板二側電場的大小一定是相等的。根據這原則，我們可以利用高斯定律（*Gauss law*）算出附近的電場。我們將高斯面取成一正方面，如圖9－197所示。平行於平板的二面，其面積都爲 A ，電場則垂直於此二面。由於包含在高斯面內的電荷爲 σA ，故由高斯定律得知

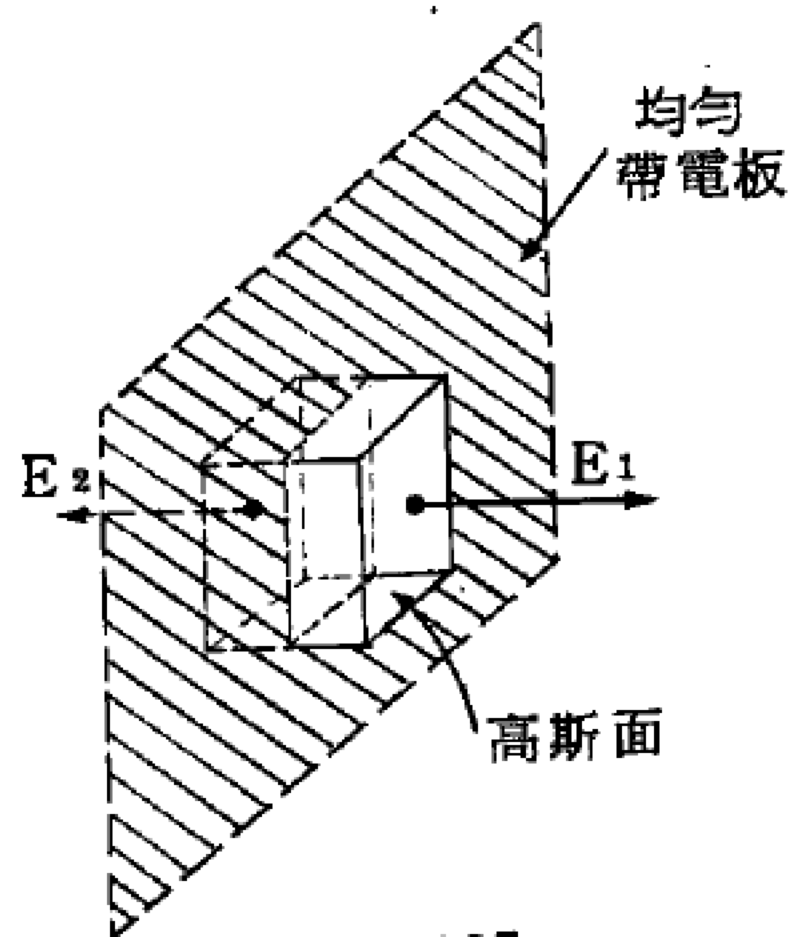


圖 9 — 197
用高斯定律去求面電荷的電場

$$AE_p + AE_p = 4\pi\sigma A$$

或

$$E = 2\pi\sigma$$

此結果與 P 點和平板間的距離 r 無關，這是由於假設平板面積爲無窮大之緣故。但由於上式的電場是由面電荷所引起的。如果附近有其他的電荷，則於平板附近的電場應爲上式及由其他的電荷所產生的電場之和。

我們也可以由對稱性找出二塊無窮伸展的平行平板間或外的電場。假定在這兩塊板上所帶的面電荷，其大小相等，符號相反，則我們可以如圖 9－198 所示的作三個高斯面，則由(*a*)知，二板之外的電場爲零。由(*b*)及(*c*)知，二板之間的電場爲各個平板所產生電場之和。其結果爲

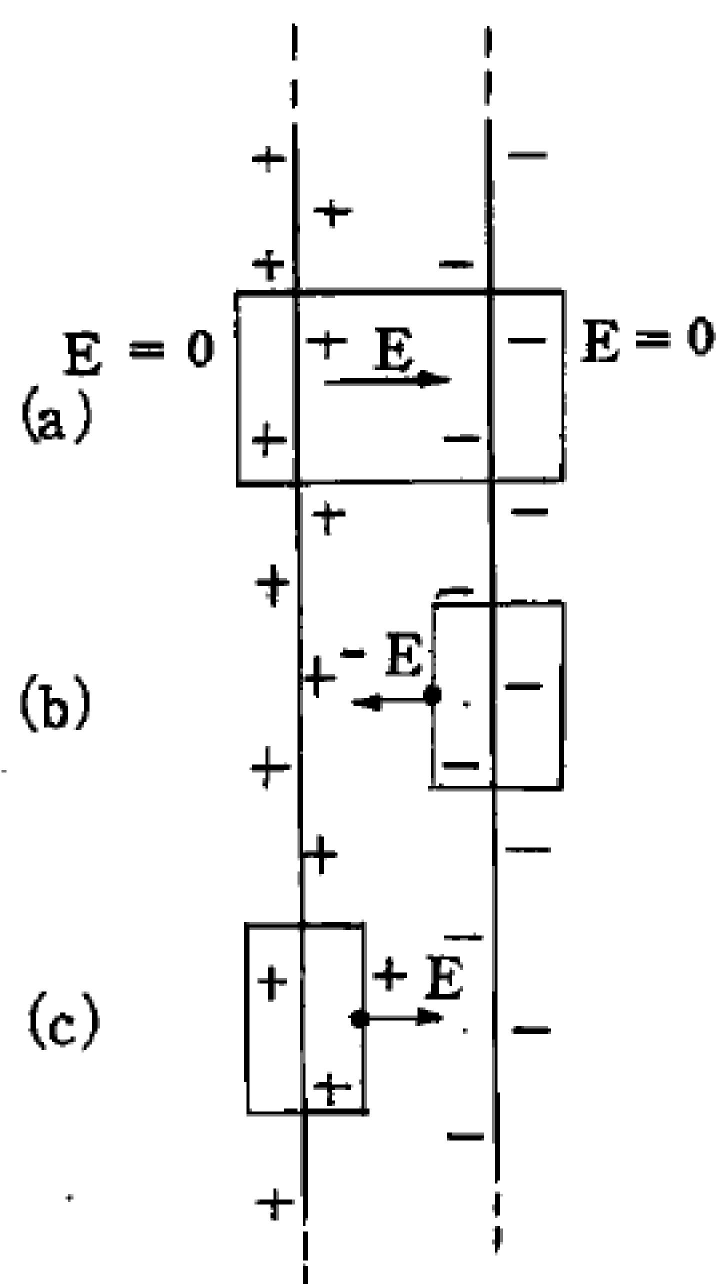


圖 9 — 198
用高斯定律去求兩平行面電荷的電場

$$E(\text{二板之間}) = 4\pi\sigma$$
$$E(\text{二板之外}) = 0$$

【面電流密度】(Surface current density)

設一片無限伸展的面電流所產生的磁場是一片很薄的均勻銅片，且在銅片上有很均勻的電流朝著同一個方向流去。爲著方便起見我們將銅片置在XY平面上，而電流則沿著X軸的方向，如圖 9－199(*a*)。我們稱單位寬度所通過的電流爲面電流密度j，其單位爲$e.s.u./sec\cdot cm^2$。至於此種電流在Z軸上（0，0，z）點的磁場的大小及方向。我們可以將這片面電流想像成是由很多沿X軸方向的無限長直導線並排而成的。如圖9－199(*b*)中，兩根寬度爲dy的導線所帶的電流爲jdy，這兩根與原點對稱的導線在Z點所產生的磁場的方向如圖所示。由於每條導線的磁場爲

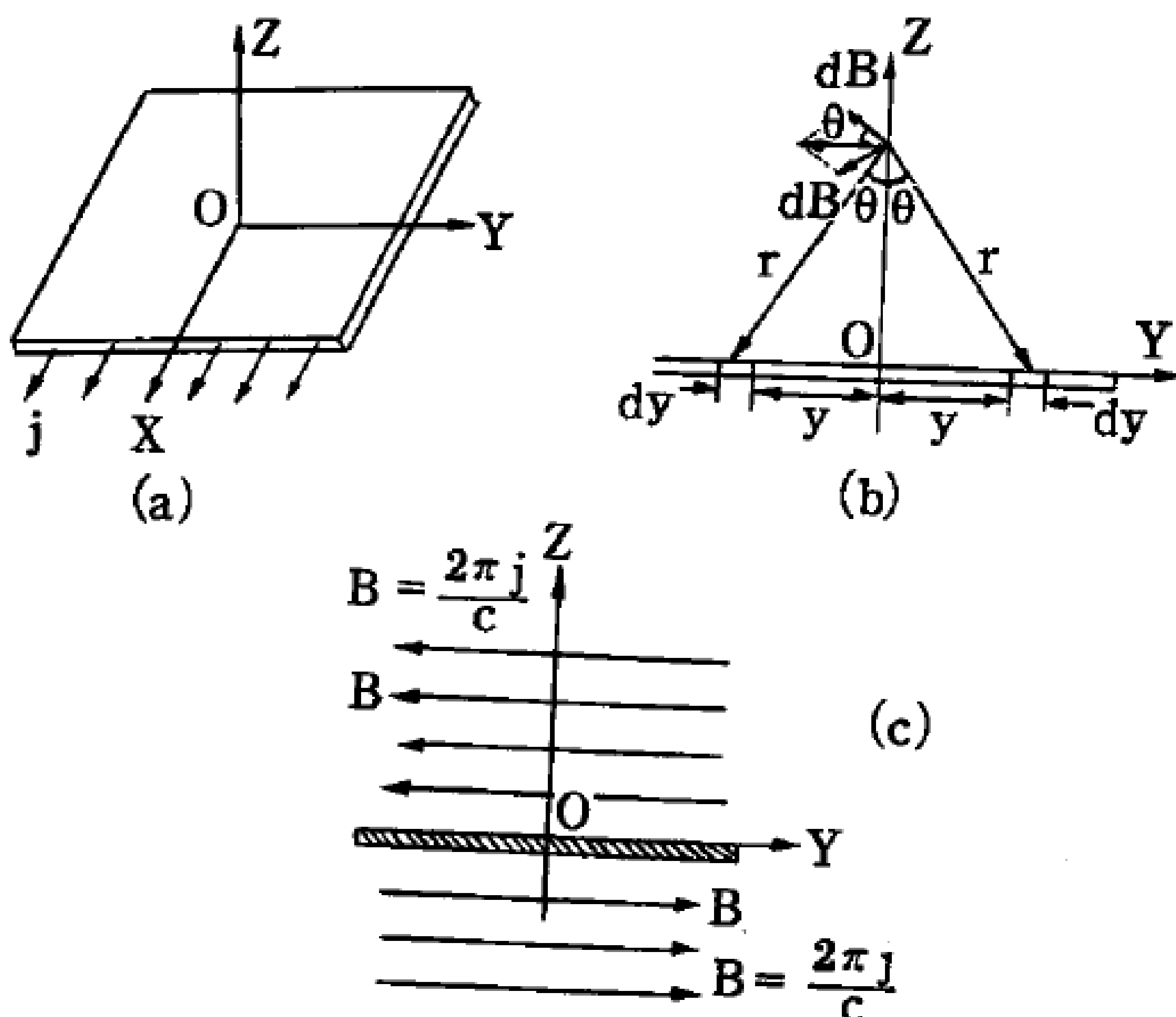


圖 9－199

面電流所產生的磁場。j爲單位寬度所通過的電流。在面電流的上方磁場向負Y軸的方向，其值爲 $\frac{2\pi j}{c}$。在面電流的下方（Z爲負）磁場朝正Y軸方向。

$$dB=\frac{2jdy}{cr}$$

這二根導線所產生的磁場的向量和朝著負Y軸的方向，其大小爲

$$dB=\frac{4jdy}{cr}\cos\theta$$

因爲$z=r\cos\theta$，$y=r\sin\theta$，故上式可被化簡成

$$dB=\frac{4j}{c}d\theta$$

積分之，得

$$B = \int_0^{\pi/2} \frac{4j}{c} \, d\theta = \frac{2\pi j}{c}$$

因此，在 XY 平面上方的磁場都朝著負 Y 軸的方向，其大小與觀察者的坐標無關。我們同樣可以求出 XY 平面下方的磁場都朝著正 Y 軸的方向，如圖 9 — 199 (*c*)所示。

【面電荷】(Surface charges)

電荷分佈在一薄板上叫面電荷。

【面積】(Area)

面積的大小爲長度的平方數，故每邊長 1 厘米的正方形的面積爲 1 厘米^2 。

【面積計】(Planimeter)

一種量度不規則形狀面積的儀器。

【面積的測量】(Measure of area)

有規則（形狀）的平面（例如平面幾何圖形：四方形、三角形、梯形、平行四邊形、圓形、橢圓形等）其面積的求法是，先求出有關的長度（例如長、寬、直徑、三角形的底邊與高等），再利用面積公式卽可求得。不規則平面的面積，可放在方格紙上，先計算所覆蓋的方格數，再估計未完全覆蓋的小方格的部分，二者相加卽得。

長度的有效數字有幾位，由長度算出的面積也只能有同樣的位數。一般而言，二數的積或商的有效數字的位數，是和此二數中最少的有效位數一樣的。例如 3.4 × 11.2 = 38 08，用有效數字寫出來時是 38 。

【革卯】(George Gamow 1904—1968)

1904 年三月四日生於俄國南部的敖德薩。1928 年得列寧格勒大學博士學位後赴丹麥哥本哈根，在波爾（ *Bohr* ） 主持下的物理研究所從事研究工作。1931 至 1933 年任列寧格勒大學教授， 1934至1956

年在喬治華盛頓大學，1956 年在科羅拉多大學任教，1940 年入美國籍。對原子核物理學（發現革卯、特勒躍遷）、宇宙論（大爆炸理論 *big bang theory*）、分子生物學（遺傳密碼）等均有重大貢獻。

革卯第一次對物理學的理論提出重要貢獻時，還只有二十四歲。他和美國物理學家康敦（*E. U. Condon*）和英國的物理學家郭南（*R. W. Gurney*），同時各以波動力學（在當時還是一種新的方法），解釋放射性原子的放射 α 質點。兩年以後（1930 年），他成功的預言，在一般所謂“原子擊碎”實驗中，質子要比 α 質點有用得多。並在同一年，提出重元素核的液滴模型。1929 年，他與阿金孫（*R. Atkinson*）和豪特曼斯（*F. Houtermans*）共同工作，建立了太陽的光和熱，是熱核過程結果的學說。而他的中子捕獲爲化學元素起源的理論，在 1940 年的一段時期，曾是最流行的宇宙學思想。他對去氧核醣核酸理論的貢獻，是提議核醣核酸分子的四個核苷酸構成一種符號，它們的不同組合，是各種氨基酸分子組成時的模板。1954 年，對細胞化學提出了一項數學的建議，因而建立了去氧核醣核酸（*DNA*）在遺傳學中研究的典範。又是傑出的通俗科學作家，著有太陽的誕生（1940 年）、湯普金先生漫遊奇境記（1940 年）、地球的傳記（1941 年）、由一二三到無限大（1947 年）、一個名叫地球的行星（1963 年）、一個名叫太陽的星球（1964 年）等 18 本書。1968 年八月二十日逝世。曾爲美國國家科學院及丹麥皇家科學院院士。

【革卯、特勒躍遷】（Gamow-teller transition）

在貝他衰變過程中，放射出之電子和微中子，其自旋均各爲 $\frac{1}{2}$ 時，這兩個輕子的自旋是平行或逆平行。當電子和微中子的自旋向量是逆平行時，成爲獨態，原子核角動量不變，宇稱性不變，即

獨態：$\Delta J = 0 \qquad \Delta P = 0$

這稱爲費米躍遷（*Fermi transition*）。當兩自旋向量平行時，成

爲三重態，原子核角動量不變或改變一單位，宇稱性不變，即

三重態：$\Delta J=0$，± 1 爲禁制躍遷（*forbidden transition*）

但$J_i=0$至$J_f=0$

$$\Delta P=0$$

這稱爲革卯、特勒躍遷。

【革忍定理】（Green's theorem）

1.在平面上，如S是一個區域，其周圍被一條封閉曲線C環繞。若$\vec{v}$是一個向量函數，$\vec{n}$是垂直於這平面的單位向量，$\vec{t}$是在曲線C上的切線方向的單位向量。則：

$$\iint_s \vec{n}\cdot(\nabla\times\vec{v})\,ds=\int_c \vec{v}\cdot\vec{t}ds$$

叫做革忍定理。若S平面爲本書的平面，且$\vec{n}$向量的指向朝上，則C的方向必是逆時針方向（依照右手定則）。這也就是環線積分的方向。即ds爲C上的線基素。

2.在封閉曲線S所包圍的單連空間T內，對一階、二階偏導數爲連續的兩個純量函數U及V，有下列關係存在：

$$\int_T V\nabla^2 U d\tau=-\int_s(V\nabla U)\cdot d\vec{s}-\int_T(\nabla U\cdot\nabla V)d\tau$$

$$\int_T(U\nabla^2 V-V\nabla^2 U)d\tau=\int_s(U\nabla V-V\nabla U)\cdot d\vec{s}$$

式中$d\tau$ 爲體積基素，$d\vec{s}$ 爲面積基素（取面向外爲正）。這些關係叫做革忍定理。例如，若由任一點0至另一點p的距離爲r，並令$U=1/r$，則在除$r=0$以外的點上，U爲諧和函數。利用這性質和革忍定理，就可如下求出在0點的純量函數V的值V_0

$$V_0=-\frac{1}{4\pi}\int_T\frac{1}{r}\nabla^2 V d\tau+\frac{1}{4\pi}\int_s\left(\frac{1}{r}\nabla V-V\nabla\frac{1}{r}\right)\cdot d\vec{s}$$

再者，若在空間T內V又爲諧和函數，則$\nabla^2 V=0$，所以

$$V_0=\frac{1}{4\pi}\int_s\left(\frac{1}{r}\nabla V-V\nabla\frac{1}{r}\right)\cdot d\vec{s}$$

這些公式在力學（*Mechanics*）、流體力學（*Fluid mechanics*）、電磁學理論（*Electromagnetic theory*）中用途很廣。

【革忍函數】（Green's function）

在物理上的應用極廣，一般常用來解微分方程式。特別是量子力學（*Quantum mechanics*）中之撞擊理論係以革忍函數爲基礎。

最常見革忍函數的形式如下：設 L 爲厄米特微分算符，微分方程式爲

$$LU(\vec{x}) - \lambda U(\vec{x}) = f(\vec{x}) \qquad (1)$$

式中 $f(\vec{x})$ 常稱爲場源（*source*）。設革忍函數滿足下述方程式

$$LG(\vec{x},\vec{x}') - \lambda G(\vec{x},\vec{x}') = \delta(\vec{x}-\vec{x}') \qquad (2)$$

且必須適合與 $U(\vec{x})$ 相同的邊界條件（*boundary condition*）。在此情形下，革忍函數 $G(\vec{x},\vec{x}')$ 的形式爲

$$G(\vec{x},\vec{x}') = \sum_n \frac{U_n{}^*(\vec{x}')U_n(\vec{x})}{\lambda_n - \lambda} \qquad (3)$$

式中 $U_n(\vec{x})$ 爲 L 算符的本徵函數（*eigen function*），λ_n 爲本徵值（*eigen value*），即

$$LU_n = \lambda_n U_n \quad (n=1,2,\cdots,n) \qquad (4)$$

微分方程式（1）的解可以寫成一般形式

$$U(\vec{x}) = \int G(\vec{x},\vec{x}')f(\vec{x}')d^3\vec{x}' \qquad (5)$$

將以上理論，應用於薛丁格方程式（*Schrödinger equation*）中，則

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(\vec{r},t)\right]\psi(\vec{r},t) = H\psi(\vec{r},t)$$

薛丁格方程式的解，在形式上可以寫成

$$\psi(\vec{r},t) = i\int G(\vec{r},t;\vec{r}',t')\psi(\vec{r}',t')d^3\vec{r}$$

$G(\vec{r},t;\vec{r}',t')$ 稱爲對應漢彌頓算符（*Hamiltonian*）H 的革忍函數。在位能 $V(\vec{r},t)=0$ 時，稱自由粒子，其革忍函數的形式爲

$$G_0(\vec{r}, t; \vec{r}', t')$$
$$= -i\left[\frac{\mu}{2\pi i\hbar(t'-t)}\right]^{3/2} exp\ \frac{i\mu|\vec{r}'-\vec{r}|^2}{2\hbar(t'-t)}$$

此革忍函數又稱自由粒子傳播算符(*propagator*)。這種革忍函數的方法，爲散射理論(*scattering theory*)的基礎。

【革拉秀夫數】(Grashof number)

爲一無維參數，由於自由對流的流體而產生

$$G = \frac{\alpha\theta g d^3}{\nu^2}$$

其中 θ 是產生對流的溫差，α 是流體的熱膨脹係數，d 是長度尺標，ν 是動態黏性係數。

【革若夫電池】(Grove cell)

此電池之構造及效用與本生電池(*Bunsen cell*)相同；其差別爲革若夫電池將素燒圓筒內之碳板，代用白金板。

【革勒士同、德耳定律】(Gladstone-Dale law)

謂因物質密度的改變，而改變折射率

$$\frac{n-1}{\rho} = k$$

其中 ρ 是密度，n 是折射率，k 是一常數。

【韋伯】(Weber)

是磁通量單位，即

1韋伯 = 10^8 馬克士威 = 10^8 線

磁感應 B 的 $M.K.S.$ 單位用特士拉(*tesla*)，即

1特士拉 = 1韋伯／米^2 = 10^4 高斯

= 6.452×10^4 線／吋^2

【韋伯測聲計】(Weber's phonometer)

用一圓柱形的共振器並在其進氣口裝一薄膜。薄膜的張力可以調整

，使其與所欲測定強度的聲音頻率發生共振。因膜的振幅與聲音強度成正比，我們利用反光凹鏡轉動量度膜的振幅大小，以測定音波的強度。

【音】(Tones)

純音，可聽到且不含泛音的音符(*note*)。

【音叉】(Tuning fork)

音叉為鋼製，其形如*U*字。如圖 9 — 200，將其下附一柄，柄又附於一端開口之空木箱上，鳴之，其音增大。音叉之振動數恆一定，則其音調之高低一定，且其振動為單絃運動，所發之音極清朗。故物理學及音樂學上，恆用之以為音調之標準。鳴音叉時，用胡弓扙松脂摩擦其上端，或以裹柔皮之棒擊其上端，則其兩臂左右振動而發音，又音叉音之高低視其臂之長短厚薄而定，臂之長而薄者，振動緩而音低；臂之短而厚者，振動急而音高。

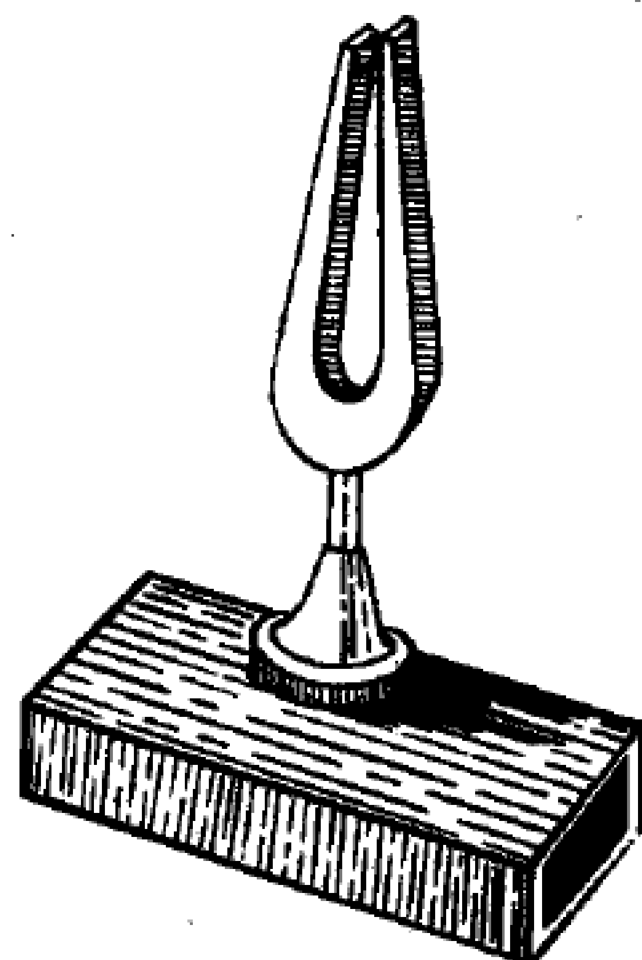


圖 9 — 200

音叉的振動通常不易產生倍振動，偶而產生倍振動，亦因棒之阻抗大而即時消滅，因此音叉容易生基振動。音叉振動時，亦有干涉的現象產生，其二叉股的振動，係同時向內或向外。若二叉股同時向內振動，其間 *a* 成稠密，如圖 9 — 201 所示，而叉股外側 *b* 和 *b′* 即成稀疏，等到兩叉股同時相背向外振動時，則中間變成稀疏，而 *b* 和 *b′* 處變成稠密。因為音叉之二叉股振動的振幅和波長或頻率均相等，故如圖 9 — 201 中虛線所示位置，疏密相遇，產生干涉，則無聲音可聞。這可將振動音叉，放在耳邊，徐徐轉動，而找到這樣無聲區域的位置。

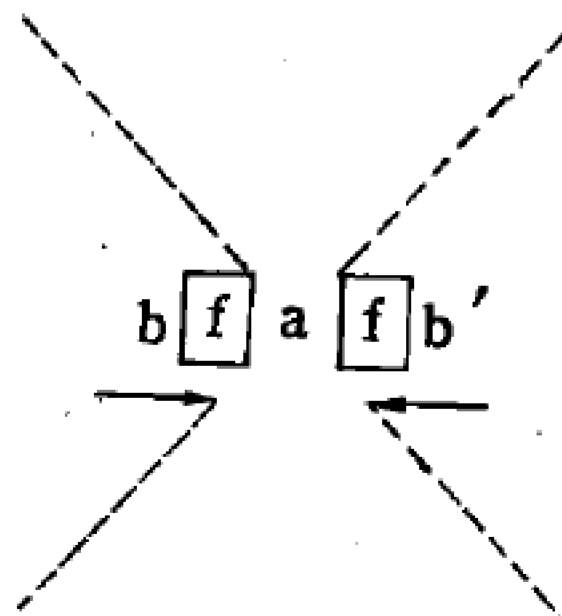


圖 9 — 201
音叉附近的無聲區域

音叉能在甚長時間內保持其音的頻率不變，振動的振幅和溫度都不

容易使頻率改變。音叉的頻率有高至每秒九萬週者。通常音叉都用鋼、因鋼或彈性不變鋼製成。因音叉尺寸不大，發音的輸出甚少傳入空氣中，又因其振動方法，只有極少量的縱波成分沿柄振動，故此振動系統的阻滯極少。用共鳴器與音叉木柄相連，可增加聲音輸出，且因共鳴器與音叉的泛音並不相同，故只有基音產生共鳴。

音叉用途甚多，在調諧樂器時，音叉被用作輕便的音調標準。也是絃樂器的代用品，暫替鋼琴發生少量的聲音輸出。若將音叉置於溫度一定的包殼中，使其振幅保持不變，音叉可作時間標準，其準確度高達 10^4 分之一至 10^6 分之一。通常保持音叉振動的方法，是用調柵調屏電路，將電磁線圈適當連接，將線圈套在叉上，或置於叉附近，但不與兩叉接觸。常用直流電源，經適當設計和安置，使音叉保持振動。放置準確，並在電路中用合適的電感，才能使輸出頻率不變。

【音叉之振動】(Vibration of tuning fork)

做一如圖9－202之裝置，則可目擊音叉振動之狀況。*A*爲一直徑約五吋，長約一呎之鐵製圓筒，其軸支於一框上，軸上爲陽螺旋，框上爲陰螺旋，廻轉之，則筒可上下，以煤煙燻黑之紙捲於筒上，將音叉臂上附一小針，橫支音叉令其針尖觸紙面，廻轉圓筒，則當音叉未振動時，針尖畫直線，使音叉振動，則針尖畫成波線。

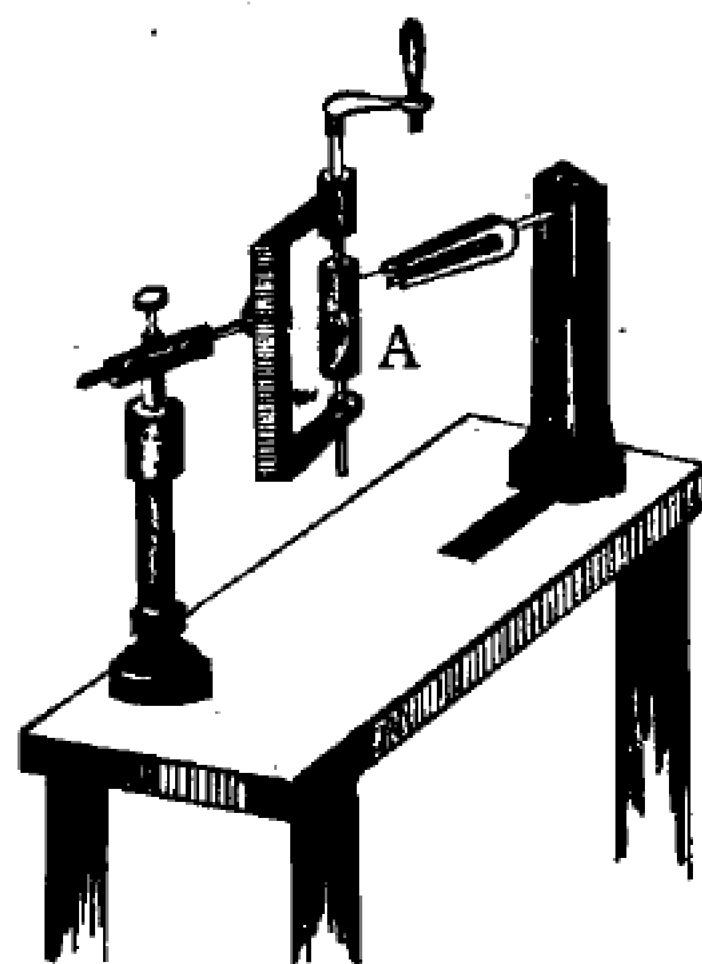


圖 9 — 202

【音之反射】(Reflection of sound)

音波在空氣中進行，遇其他介質或物體時，則傳播方向變異，而取新方向進行，此種現象謂之音之反射。在山間或大廈間發音，稍後，聞同一之音如自遠方發來者，是爲回聲，此即反射之實例。蓋因所發之聲音，進行至遠處受物之障礙而反射回耳。

【音之共振】(Resonance of sound)

凡頻率相同之兩發聲體，其一振動時，另亦起振動之現象，稱共振，又名共鳴。共振可以增加音之音響，故樂器如胡琴等裝有空箱，使起共振，音更響亮。此種空箱，叫做共振箱。

參閱"共振(*Resonance*)"條。

【音之折射】(Refraction of sound)

音波至兩種介質之境界面，與光同，亦依反射定律而折射，即其折射波線與入射波線在入射面以內，且入射角正弦與折射角正弦之比恆一定。實驗音之折射時，以薄膠皮膜作透鏡形，將其內加入碳酸，置微小音源於一側主軸上，則音波折射通過集於他側之主軸上一點，置耳於其處聞之音最清晰，其他處殆不能聞音，蓋因音波通過碳酸之透鏡後，折射而集於一點。

【音之速度】(Velocity of sound)

放煙火時，先見光而後聞炸裂之聲，即因音之波速較光緩。音在空氣中進行之速度，隨溫度而異，然普通每秒鐘約爲 340 米（精確值爲 0°C時 331.4米）。

音之速度，隨其所通過之介質之彈性及密度而異，彈性大者，傳音之速度大；密度大者，傳音之速度小。固體傳音之速度最大，液體次之，氣體最小，茲列舉幾種介質當0°C時傳音之速度如下：

鐵	5,016米
銅	4,967米
銀	2,776米
水	1,453米
氫	1,266米
氨	416米
空氣	330米

氧	316米
碳酸	259米

【音之傳播】(Propagation of sound)

發音體振動時，與空氣接觸，由於體之振動，空氣中生疏密波，漸波及而達於人耳，遂得聞音。玆擧一例說明之如下：如擊鼓時，鼓皮先向下振動，空氣中與皮相接處，生稀疏部分，瞬時後，與之相鄰之空氣，亦變爲稀疏，而鼓皮向外振動，與鼓皮相接之空氣被壓縮而濃密，再經若干時間，其稀疏部分，更向前傳達，而濃密部分，亦傳於相鄰之空氣，如是疏密波逐次向前傳播，及達耳鼓膜時，鼓膜應之振動，疏波至時，耳鼓膜向外振動，密波至時，耳鼓膜向內振動，由是人聞鼓聲。音由發音體之振動而生，雖距耳甚遠，其音可聞於耳，故發音體與耳間，必有一種物質爲媒介，將其音之波動，傳達至耳，始能聞也。如將玻璃鐘內懸一鈴，用排氣機排除其內空氣，振鈴試之，鐘內空氣漸稀薄，則鈴聲漸弱，及鐘內空氣排盡，則不能聞鈴聲，次開鐘放空氣入，則復聞鈴聲，其強度與未排空氣之時同，由是知傳音乃以空氣爲媒介。又不僅氣體能傳之，固體液體均可，如以耳合於長棒一端，令人擊棒之他端，則聞音響自棒傳來。又如在水中間隔數十尺處擊鐘，使發極微弱之音時，其音卽在空氣中幾乎不能聞者，然在水中聞之，均甚強大。

【音之諧和】(Consonance of sound)

同時鳴二頻率相同之音叉，則聞其音合而爲一音，僅較鳴一音叉時其音稍強，而音調則無異。然若同時鳴二頻率不同之音叉時，則二音相合，而所成之音，與原來二音叉之音調均不同，且視二音叉振動數之差異如何，或起愉快之感與否，能起愉快之感時，其二音叉之音爲諧和。凡二音頻率之比，爲簡單之整數比，如二音之頻率之比，爲2：1；3：2；5：4等時，則能諧和，其比爲34：33；115：112 等複雜分數時，則不能諧和。

【音色】(Timbre; Tone quality; Quality)

音色即音品，這是聲音的色彩。音色決定於聲音中存在著某種泛音或倍音，它表明了聲源的特徵。如鋼琴所生之音與笙笛所生者不同，皆因各樂器所生之音色有別之故。物理學上對音色的解釋是發聲體除全部振動外，尚有各部局部的振動，結果產生基本音及倍音，但基音與倍音並非分開在空氣中傳播，乃彼此混合而成一複音，此複音即為耳官聽到實際的聲音，因為各樂器的基音雖然相同，但每種複音的倍音不同，倍音與基音的強弱比率不同，結果造成各種不同的音色。

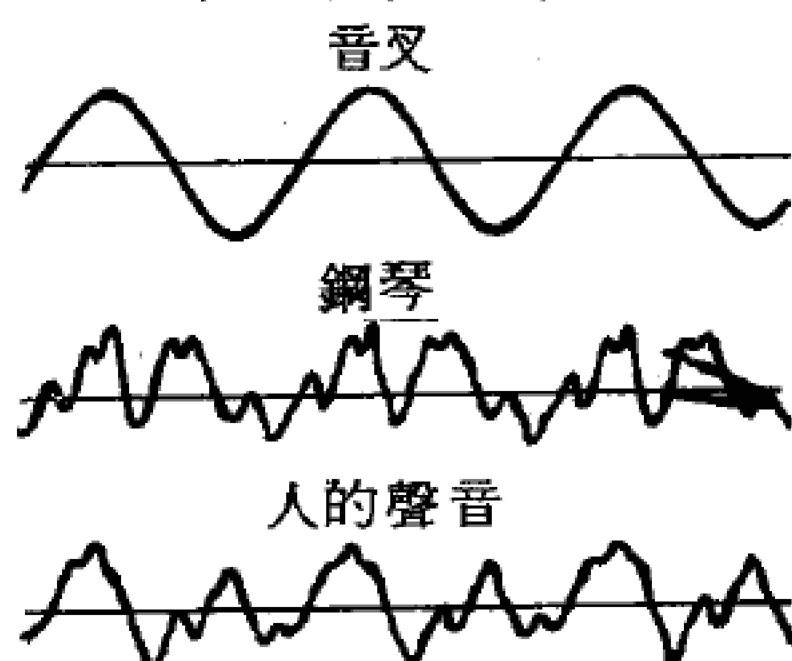


圖 9 — 203
音色之差異與波形

用示波器觀察聲波振動的情形時，可看出音色不同的聲音，波形不同。而波形的不同，是由於波形中所含有的諧音的分量不同的緣故。

【音波】(Sound wave)

發音體振動時，其振動傳於周圍之空氣，空氣振動生疏密波，是謂音波。如鐘鳴時，其鐘振動，周圍空氣中生疏密波，其狀況如圖9 — 204。圖中(*a*)為鐘尚未振動時之狀態，空氣內無疏密部分，各處均勻。圖中(*b*)為鐘振動而鐘緣向右偏時之狀態，此時在鐘右側之空氣*A*部，被壓迫而密，其*B*、*C*、*D*、*E*部分，仍如常。圖中(*c*)為鐘緣復中央時之狀態，空氣之密部*A*，壓迫*B*部，使之成密狀，*A*部復尋常狀態。圖中(*d*)為鐘緣向左偏時之狀態，其密狀部移於*C*，*B*部復尋常狀態，*A*部反變為稀疏。圖中(*e*)為鐘又復中央時之狀態，其密部移於*D*，疏部移於*B*、*C*及*A*為尋常狀態

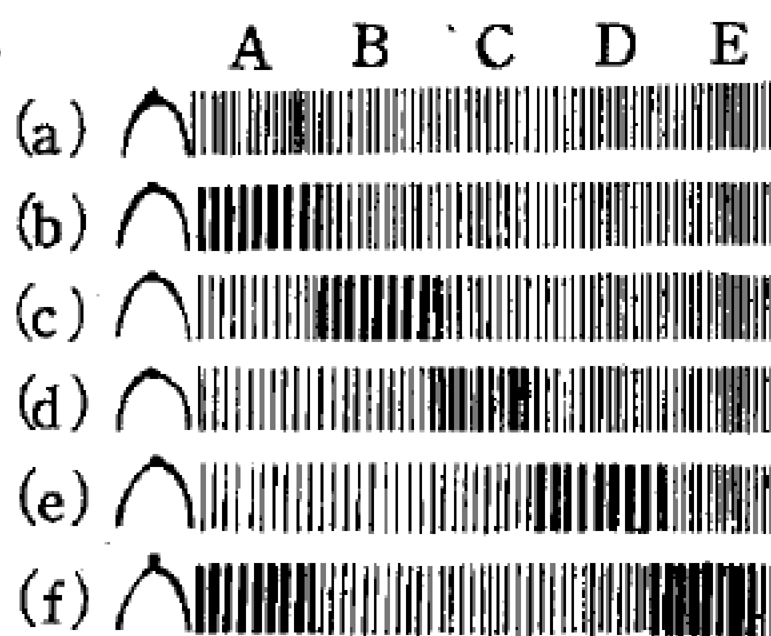


圖 9 — 204



圖 9 — 205

。圖中(f)為鐘緣更向右偏時之狀態，密部移於E，A處又成密部，疏部移於C，而B、D部為尋常狀態，即鐘緣一次向右振動，至再向右振動時，空氣中一個濃密部，從A傳達於E，此AE間之距離，為一波長，即鐘一次振動，音波前進一波長。鐘繼續振動，則如圖9－205所示，密部與疏部交互向前進行，其濃密部，謂之密波，稀薄部謂之疏波。

【音波之干涉】(Interference of sound)

從二發音體發出同波長之二音向空中波及，空氣中一部分，同時受此二音波之波動時，若二波同相之處相合，則濃厚部益濃厚，稀薄部益稀薄，故其音較各音波單獨入耳時強。然若相不同，即濃厚部與稀薄部相合，則濃厚與稀薄之度減，或全消失，則聞其音減弱，或不能聞音。此種現象謂為音波之干涉。可以下法實驗之，如圖9－206，以橡皮管KK'連金屬曲管CD，在開口A鳴音叉時，音波進至E，分為二途：一通過C，另一通過D，均經F而達於B，以耳合於B口，伸縮D管試之，則視D管與C管長短之差如何，或聞甚強之音，或其音全消失，蓋因音波從E處分為二途經CD兩管，再於F相會而干涉，若其通過D管而來之疏密波之密部達於F，同時通過C管而來之疏密波之密部亦達於F，則兩波互相干涉而增強，故聞其音強。若經過C管而達於F者為密波，同時經過D管而達於F者為疏波，則其音互相干涉而消失，故幾無所聞。

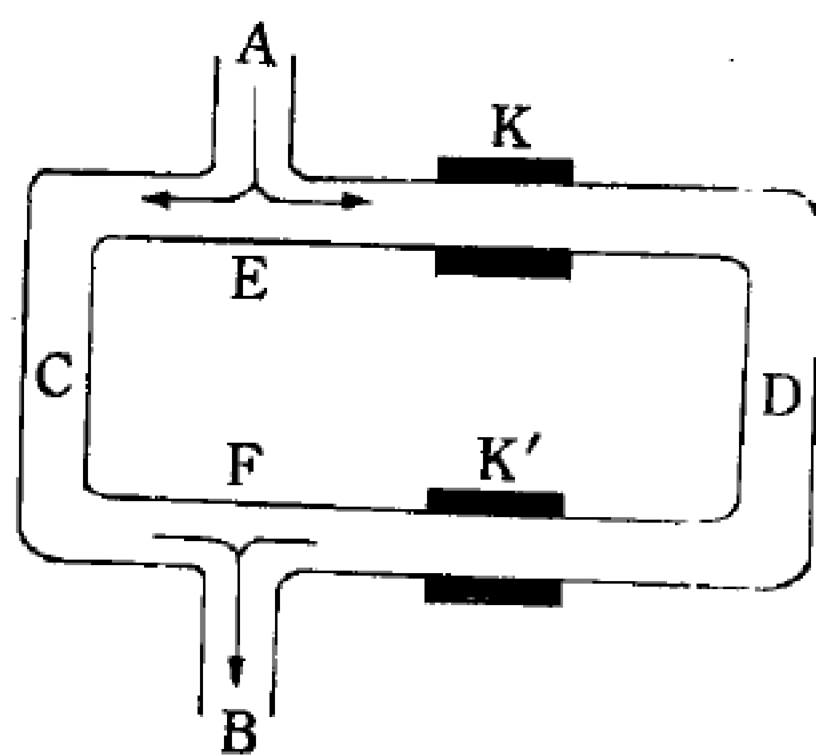


圖 9 － 206

【音波之重疊】(Sound wave superposition)

在聲學中，我們的耳朵即可在某種範圍以內，將組合振動分析成各種基本振動；蓋當各不相同的音振動互相組合時，耳朵仍舊是聽得出其中之個別單音。如果應用赫爾姆霍茲(*Helmholtz*)共振器，當能

得到更好的效果。該器爲大小不同之球，各具兩個開孔。其中，每一個球均能經過共振作用發出某一個音，並且是僅能發出此一個音。因此，我們就可以在噪雜的聲響中，分別聽出組成此一聲響之單音來。

【音波之散射】(Sound wave scattering)

障礙的尺寸，如遠比音波的波長爲小時，音波沿著此一障礙物的四周產生一種特殊的繞射現象，稱爲瑞立散射(*Rayleigh scattering*)。這種散射現象會促使音波的強度發生變化。因此當這種散射現象產生時，能使一複合音的音符(*note*)音階以高八度(*octave*)的強度大於基本音強度。這一效應就是所謂諧波回聲(*harmonic echo*)。這在室內的音響效果，是設計時須注意的一個問題。

【音波之焦集】(Focusing of sound wave)

音波具有反射的特性，因此我們可以像研究光波一樣，造成音波的反射鏡以匯集音波。由於音波的波長範圍自最高頻(人耳聽覺的範圍之內)的 1 吋左右直到低頻的 20 呎左右。因此音波的波長與音源、反射面、音波所經過的隙縫、人耳等尺寸的比例均有決定音波反射、折射、繞射等現象的作用。

根據實驗研究的結果，小的音源如哨子，放在一拋物線反射鏡的焦點上(此反射鏡的直徑須遠較音波的波長大)，所反射出來的音波，會形成一束幾乎平行的波。

因爲各種不同的氣體傳播音波的速度均不相同，我們利用這一特性可以造成音波的透鏡如同光的透鏡一樣。例如音波在空氣中的速度與在二氧化碳中的速度比爲 1.28 。將二氧化碳灌入薄橡膠囊中，形成一雙面凸透鏡的樣子，並使音波足以透過此一凸鏡，而在此凸鏡的表面能有折射產生，則可以達成音波焦集的目的。

庫克(*Kock*)與哈威(*Harvey*)根據音波的各種特性，設計了一些音波的透鏡，這些透鏡大致可分爲二大類型。第一類型透鏡的整個外

形如一單面凸透鏡（一面為平面，另一面為凸面），其結構以平行的金屬片組成，每一金屬片均為傾斜的，其垂直切面圖如圖 9 — 207 所示。平行的金屬片寬狹不一，形成此一凸面，金屬片間的距離約為用以焦集波長的 $\frac{1}{3}$，由此金屬片間的空隙形成許多音波的導管，這些導管對於音波波前接觸到這一單面透鏡的平面一邊後，即能使音波折射而產生如圖 9 — 207 所示的焦集現象。

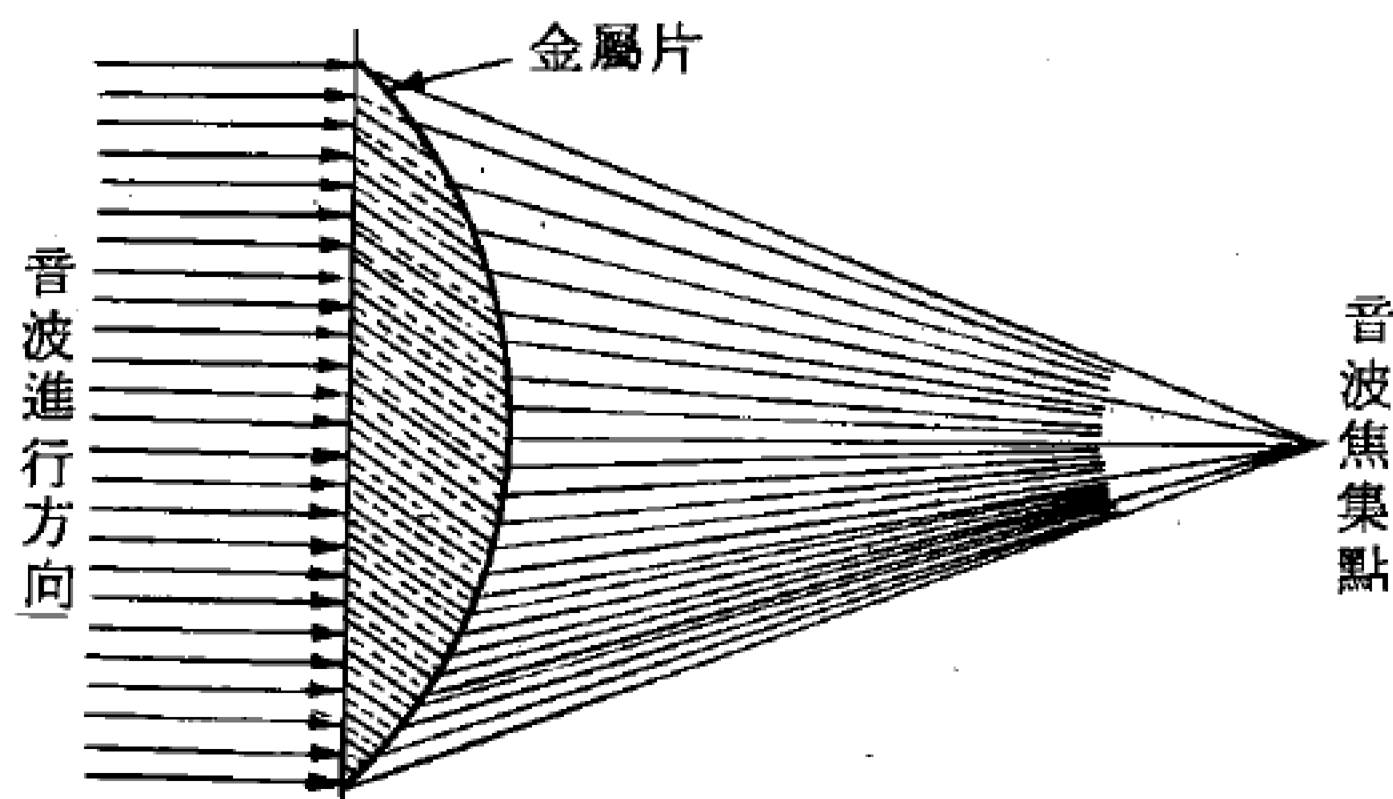


圖 9 — 207　音波的焦集與音波透鏡

第二類透鏡是在音波所通過的空間築起一道障礙物，或是一列碟狀物（*disks*）或柵狀物（*strips*）。這一道障礙物的作用，猶如音波通過一段介質，其密度經此安排而改變，即介質密度增加，音速降低。故音波經過這一道障礙即能產生焦集的作用。

這些原理對於微音器與揚聲器等的設計均有密切的關係。

【音波之繞射】（Sound wave diffraction）

音波在行進中，如介質的性質改變，即發生折射現象；遇另一介質時，則有折轉向另一方向傳播的反射現象。除此以外，音波遇到球形的障礙物或任一障礙物的邊緣時，除反射以外，尚能沿此障礙物而彎曲，這就是音波的繞射。

音波的繞射現象與光波的繞射現象極為相似，但根據實驗的證明，音波的繞射現象遠比光波顯著；且音波的波長愈長，則繞射的現象愈明顯。繞射現象的存在，對於電能與聲能的各種互變器具如微音器、揚聲器等的設計有很大的影響。

【音柱】（Sound column）

以長管限制住音波在其內部振動的叫音柱。我們由一小管開口之處吹氣入內能成聲。用各種不同之管實驗得知，管愈長者發音愈低。設選一兩端開口之管，則吹氣時所生之音將爲一長度相等而僅有一端開口之管所生之音之高八度音；易言之，其頻率之比爲2：1。

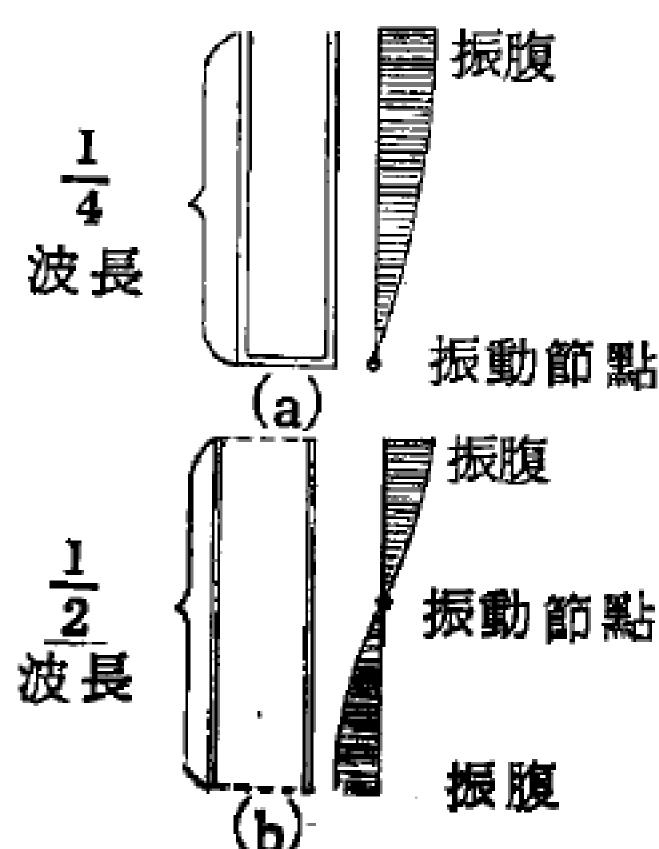


圖 9 — 208　空氣振動之節點

一端開口之管（圖9—208(*a*)），其封口之底部有一個振動節點，而上端開口吹氣之處則爲振腹。兩端開口之管（圖9—208(*b*)），其振腹位於兩端開口處，而節點位於中央。故在後一種情形下發出基音時，管長適爲波長之一半。至於一端開口之管，則其長適爲其所發基音波長之1／4。因此，兩端開口管生出之音適爲一端開口而長度相等之管所生之音之高八度音。上述情形，可從圖9—208(*a*)及(*b*)右側所繪振波一望而知。

振動之節點及振腹與壓力之節點及腹部完全不同。當鄰近振動節點兩側之分子相向趨近於節點時，節點之壓力最大；當這些分子於振動進行之次一瞬間相背離開節點時，節點之壓力最小。瞬間又復離開。是以振動之節點位置，正是壓力漲落最大的地方，亦即壓力之腹部。據此，壓力節點乃位於二壓力腹部中間，亦即位於振腹之處。

【音符】(Note)

代表樂器上某音調的記錄。

【音強】(Sound intensity)

當聲頻、聲速及介質爲固定常數時，音強與發音體振動的振幅成正比例。

【音圈】(Voice coil)

與揚聲器之振動膜相接觸，藉音頻電流通過而產生振動之線圈，稱

爲音圈。

製作電動揚聲器音圈的過程如下：

首先爲音圈筒作一個模子，這個模子是用木頭旋成的一個圓柱。圓柱的直徑應當恰等於線圈筒的內徑，而其長度應當能使音圈的任何部位都很穩固爲度。

音圈筒是在模子上用結實的但很薄的書畫紙捲黏而成。纏繞的導線、圈數及筒的直徑應與毀壞了的線圈相同。在大多數的喇叭中音圈線是由兩層組成圈的，因此應當從音圈筒黏紙盆的一端開始繞線圈。

爲了使音圈筒作得足夠硬，應當在其上塗一層透明膠或者洋乾漆。開始繞線處離開音圈筒頭上的距離是這樣考慮的，要使得能夠在其上繞得上線圈總圈數的一半並且離邊緣處留下約 1 厘米的地方。線圈是平密線的，第一層完要塗一層漆之後才能繞第二層。將線圈的兩頭黏在線圈筒上。

當音圈繞定後再塗一層漆並要經過幾小時的乾燥。進行這些工作時都不要將音圈筒從模子上取下。然後應當將音圈黏上紙盆和定位片。這個工作同樣也應在使模子保持垂直位置下作完。應用模子易於正確地安裝音圈並能防止線圈筒在膠水乾燥的過程中翹曲及歪斜。只有當膠水完全乾了後整個系統才可由模子上取下。假若揚聲器中音圈的引出頭是穿過紙盆的，那麼應當仔細地將其黏住或者縫在上面，否則這些導線在揚聲器工作之際碰到紙盆會發生嘎噠嘎噠的聲音。

揚聲器活動部分的安裝及定位工作用下法進行；音圈裏面插入四條寬 4～6 厘米的圖畫紙條，紙條應當沿著線圈的周圍均勻放置。然後將音圈與紙條一起插入磁鐵的間隙中（紙條可使音圈筒不與中心柱相碰）。當整個部分自由地放在自己的位置上後，紙盆的外邊緣黏在支架上，用螺釘固定住定位片。然後仔細地取出紙條，並且輕輕地壓一壓紙盆檢查一下是否音圈與間隙壁相碰。在必要的情況下可重新進行活動系統

的定位，這時鬆開定位片的螺釘，重新固定它而將音圈調整到正確的位置。

【音速極限】（Sonic limit）

音速極限多發生於以鉀（*K*）、鈉（*Na*）等液態金屬作工作液的高溫熱管中。當熱量進入蒸發部分後，蒸發部分內的液體便蒸發成氣體，這些氣體流向冷凝部分而凝成液體。如果導熱量愈大，則蒸發的液體也愈多，導致於氣體的流量也愈大。由於熱管是個封閉的管子，氣體在管子二端的速度為零，而在蒸發部分及冷凝部分之間的速度為最大。如果導熱量不斷增大到氣體的最大速度等於音速時，就會有阻塞（*choking*）現象發生，而使流量無法再增大。由於這種阻塞現象所導致的傳熱極限的現象稱為音速極限。高溫熱管的音速極限，在熱管內氣壓低時尤為顯著。因為熱管在正常作用狀態之下，其內部液體和氣體是處於飽和狀態之中，所以氣壓愈低時音速愈小，而阻塞現象愈容易發生。

【音程】（Interval）

是謂二個音符間音調或頻率之差的標度。全音程（*diatonic interval*）是在大音階上（*major scale*）的音程；半音音程（*chromatic interval*）是不在大音階中的音程。音程的量度以音程中二音符的基音頻率比表示之。由於音階乃是逐漸發展而來，並未採用數學的方法，故在音樂中所用的音程不是常所引述的正確頻率比值。現在西樂中使用的最小音程是半音，其頻率之比為 16／15。頻率比與所用音階有關，以下表所示。

音　　階	頻　率　比	音　　階	頻　率　比
花半音	25／24	小三音度	6／5
小二音度或全半音	16／15	大三音度	5／4
小全音	10／9	完全四音度	4／3
大二音度或大全音	9／8	增四音度	25／18

音　　階	頻　率　比	音　　階	頻　率　比
減五音度	36／25	小七音度	16／9
完全五音度	3／2	大七音度	15／8
小六音度	8／5	八音度	2／1
大六音度	5／3		

兩音同時並奏或相繼發出時，其和諧與否，視音程而定，音程爲 1：2，2：3，3：4等簡單比者，聽起來較爲舒適。音程爲 $\frac{16}{15}$ 的，叫半音，$\frac{5}{4}$叫全音，音程爲 2 叫八度音，同音則是音程爲 1 的，公認最爲諧和。

【音階】(Musical scale)

通常樂曲所用的音很多，若以其中一音爲標準，定爲基音，而在基音與頻率爲其二倍之音間，配入和基音頻率成一定比的諸音，合成一組，稱爲音階。故音階的基音頻率一定時，其他各音的頻率亦爲一定。各音頻率和對於基音頻率比的數值見下表：

文　　字	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*A*	*B*	*C′*	*D′*
西　　音	*do*	*re*	*mi*	*fa*	*sol*	*la*	*si*	*do′*	*re′*
中　　音	合	四	乙	上	尺	工	凡	六	五
對基音的頻率比	1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{8}$	$\frac{15}{8}$	2	$\frac{9}{4}$
國際通用的頻率比	261	293.6	326.3	348	391.5	435	489.4	522	589.2

上表排列的*C*、*D*、*E*、*F*、*G*、*A*、*B*、*C′* 等八音爲基本音階。其高倍的爲高音階，加 ′ 或 ″ 於文字的右上角；低倍的爲低音階，加 1、2 等數目字於文字的右下角；如*C*″ 的頻率爲 1,044，E_1 爲 163；音階八音中的任一音都可作爲基音，以某文字爲首的音階卽名爲某字調。

對我們的聽覺具有決定性作用的是音程，而不是音調本身之高低。（長）三度音之名 *Terz* 即由拉丁文數字 *tertius* （第三）而來，因為如以音階之基音為第一音，則（長）三度音便是第三音。又如五度音（拉丁文 *quintus* ，意為第五）之音程，對基音而言，為音階中之第五音；八度音對基音言為第八音（拉丁文 *octavius* ，意為第八）。所以同一曲調能“唱高”或“唱低”，與此有連帶關係，除上述音程外，茲將音樂中常見之其他音程，列表如下：

音　　程	基音頻率與左列有關各音之比	下列所示為相當於 C 長調音階之音
八度音	1：2	$\bar{c}$ $\bar{\bar{c}}$
五度音	2：3	$\bar{c}$ $\bar{g}$
四度音	3：4	$\bar{c}$ $\bar{f}$
三度音（長）	4：5	$\bar{c}$ $\bar{e}$
六度音	3：5	$\bar{c}$ $\bar{a}$
三度音（短）	5：6	$\bar{c}$ $\bar{g}$
二度音（長）	8：9	$\bar{c}$ $\bar{d}$
二度音（短）	15：16	$\bar{c}$ $\bar{f}$
七度音	8：15	$\bar{c}$ $\bar{h}$

【音量】（ Volume ）

在一可聽頻率電路，其音量或音頻電功率常用分貝（ *db* ） 表示。

【音量失眞】（ Volume distortion ）

重發的音量，其強弱未能與原音一致所造成的失眞。

【音量指示器】（ Volume indicator ）

亦稱噪音指示器，是用以測定噪音或其他音響強度階的一種儀錶。音階錶主要的構造包括一微音器、一放大器及一套設計於某一頻率範圍內的網路。利用聲能轉換成電能以測定噪音或其他音響的強度。即音波

的壓力變化使微音器的電路中產生微量的電壓變化，經過放大器的放大後以電能的形式表示。音階錶中的電網路的頻率範圍在原始設計時須與人耳對於頻率的範圍一致。音階錶的刻度是以音波的強度階的分貝（*db*）數表示。

【音量控制】（Volume control）

低頻放大器的增益調整，用來改變重發的音量。有時稱爲靈敏度或增益控制，本身爲一對數式的電位器，放在低頻放大器的輸入電路。

【音量單位】（Volume unit）

聲頻功率電平單位，以分貝（*db*）記錄，電平的選擇爲 0.001 瓦。

【音量壓制】（Volume compression）

限制聲頻音量範圍之振幅變化由 30 ～ 40 分貝（*db*）。

【音量擴展】（Volume expansion）

使用音量擴展器，以使曾被壓縮的音量恢復原音的面目稱爲音量擴展。

【音量擴展器】（Volume expander）

特備聲頻電路設備之一，目的是增加音量的範圍。

【音源】（Sound source）

某物體或樂器振動，爲聲音基本的來源。

【音跡】（Sound track）

早期的光電管用鉀（*K*）、銣（*Rb*）、銫（*Cs*）等簡單金屬，通常是塗在玻璃管內壁的某一區域上，但是今天陰極的組成要複雜得多，例如常常應用的銀（*Ag*）、氧（*O*）和銫（*Cs*）所組成的材料，因爲它們對光的反應靈敏得多。這種光電管在電視和有聲電影中廣泛的應用，因爲有了它的幫助可以將光的變動轉換成電流的變動，然後又可以將電流變爲聲音。例如電影片無論什麼東西、演員也好、管絃樂隊也

好，它們的聲音經過麥克風的安排而產生相當的頻率和強度的電流。這電流再用來產生一特殊放電管光度的相當變化。這強度急速變化的光線在影片的邊緣產生一條明暗不同的光帶，叫做音跡。一束集中的光線通過這音跡，光束的強度發生變化，變化的方法和原聲音的空氣壓力變化相同。我們需要將這快速變動的光來產生聲音。

【音障】(Sound barrier)

音障即音壁。

詳閱“音壁(*Sound barrier*)”條。

【音槽】(Sound groove)

在機械錄音的材料上刻製或壓製的小溝紋。這些波紋就是聲音振動的記錄。

【音調】(Pitch)

聲音的高低，就叫做音調。

音調的高低，主要取決於音波頻率的高低。但音波的強度增加時，常使一同頻率的音波有音調較高的感覺。通常樂器或電音設備所發出的音波均非單音(*simple tone*)或純音(*pure tone*)，而有其波形的複雜性，故音調的高低，實由多項因素所決定。樂音與噪音之區別，在於樂音具一定之頻率，而噪音之頻率則經常變化，使我們感到一種快速變化之音調。

在音調上有所謂基音與泛音，泛音即其振動頻率為基音的整數倍，有第一泛音、第二泛音等等。在波動中，週期與頻率成反比，所以泛音週期比主週期短，它們的比例也是整數倍。

婦女發音其頻率約在 270～550 *Hz* 之間，其音較高，而男子發音其頻率約在 90～140 *Hz* 之間，其音較低。人耳所能感受音波頻率的範圍，因人而異，一般人的聽覺範圍，自 50～15,000*Hz*，聽覺特靈者可自 20～20,000*Hz*。人類口腔所發的聲音大抵為 100～8.000

Hz 。各種樂器的頻率爲 40～14,000*Hz* 。一般聲音的再生設備，如收音機及一般揚聲器（*loud speaker*）爲 40～8,000 *Hz* ，近年之 *Hi-Fi* 裝置再生設備，有可達 20～20,000*Hz* 者。若聲音係由彈動張緊的絃而發出者，則絃越細、越短，或張得越緊，音調便越高；反之，粗絃、長絃或張得很鬆的絃，音調就較低。

【音調控制】（Tone control）

藉控制器控制諧波以影響音調。

【音調控制器】（Tone controller）

用來調節發射音色並補償接收機電路內所發生音色失眞的裝置稱爲音調控制器。

由於各人的聽覺嗜好不同，有些人喜歡聽低沉之音，有些人喜歡聽高而尖脆之音。擴音機或無線電接收機通常爲了迎合各人的興趣，常裝有音調控制（*tone control*）（或稱音質控制）的設備，以便愛好音樂的人，可將聲音調節爲自己喜好之音調。如圖 9－209 所示，爲典型音調控制器電路。

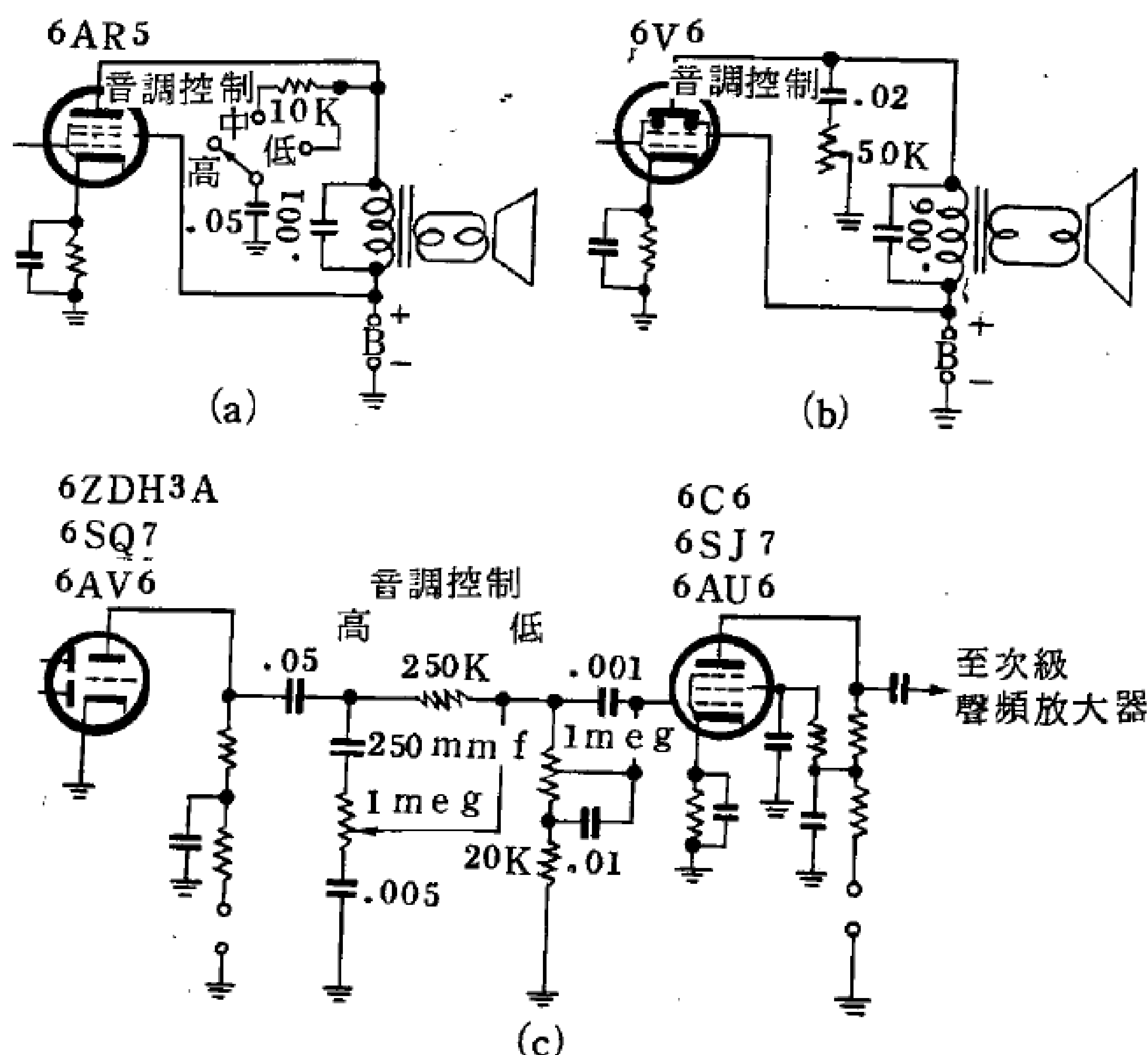


圖 9 — 209 典型音調控制器電路

【音質失眞】(Quality distortion)

載波有衰落現象時，音質會產生失眞現象。

【音頻】(Audio frequency)

參閱"聲頻 (*Audio frequency*) "條。

【音頻放大器】(Audio frequency amplifier)

參閱"聲頻放大器 (*Audio frequency amplifier*) "條。

【音頻振盪器】(Audio oscillator)

參閱"聲頻振盪器 (*Audio oscillator*) "條。

【音壁】(Sound barrier)

高速飛行時，在運動物體前端及左右形成之壓縮波 (*wave of compression*)或高壓堆 (*high-pressure heap*)，因類似強力之牆壁，運動物體如飛機在穿越此高壓面時發生爆炸聲，故名音壁或音障。

根據國際航空聯合會(*International Aeronautical Federation*)所規定之管制規則而完成近音速和超音速 (*supersonic*) ，亦卽突破音壁飛行者爲美國 *F* 100 型機於 1953 年四月所創，當時飛機高度 40,000 呎，時速 755.149 哩。

【音爆】(Noise storm)

1. 艾蘭 (*Allen*)所使用之名詞；係指太陽發射之無線電波現象。此電波係由一長列之迸裂或延續之增強波所組成。

2. 高速飛機突破音壁而以音速或超音速飛行時，其外圍均爲一層壓縮波 (*wave of compression*) 所包圍，這種震波傳到人耳便像炸彈爆炸一樣，稱爲音爆。

【音響】(Loudness)

聲音的強弱，就叫做音響。音響應視發聲體振幅的大小而定：

1. 振幅大者其音強。

2. 振幅小者其音弱。

3. 音響與聲源的距離平方成反比例。

【音響之強弱】(Loudness of sound)

音之強弱，在同一發音體，視其振幅之大小（即音波振幅之大小）而定。音波之振幅大則其音強，小則其音弱。如彈弦等發音體，若強彈之，則音強大。然音響達於耳時，所聞之強弱，不僅由發音之振幅大小而定，並依發音體距離之遠近、空氣之疏密及風之方向如何，音亦時強時弱，蓋音之強弱，視音波達於耳時所有能力之量而定，能力之量多，則聞其音強；否則聞其音弱。音波之能力，與其振幅之平方成正比例，故音之強弱，與音波振幅之平方成正比例。

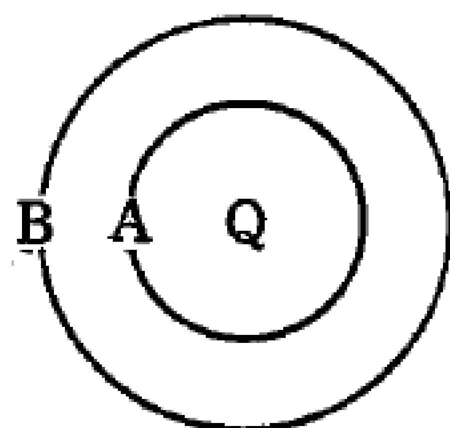


圖 9 — 210

音之強弱，視聞音處距發音體遠近而有差異。如圖 9 — 210 ，發自 Q 之音，達於 A 之球面時，僅 A 球表面上空氣分子振動，更達於 B 球，則 B 球面上空氣之分子全振動，然 A 球上之面積小，而 B 球之面積大，則 A 球面上空氣之質量，較 B 球面上者小，茲令 A 之半徑爲 h ，B 之半徑爲 h_1 ，其面積各爲 S 及 S_1 ，則

$$S : S_1 = h^2 : h_1^2$$

各球面上空氣振動之能力，均爲由音源 Q 發出者，則其量必相等。由是令 A 球及 B 球上單位面積所受之能力爲 E 及 E_1 ，則

$$ES = E_1 S_1$$

由是得

$$E : E_1 = h_1^2 : h^2$$

然音之強弱，與音波能力成正比例，即與音源距離之平方成反比例，故距音源愈遠，聞其音愈弱，若過遠則其音不能聞。

【音響共振】(Acoustic resonance)

反射音波與直接音波同相（ *in phase* ），兩音波共鳴而增大音之強度時，謂之音響共振。

【音響放大器】(Acoustical amplifier)

因爲電子與原子之間有靜電吸引力，故當電子通過半導體（*semiconductor*）時，體內的原子就會產生微小的運動。一般言之，因爲電子質量甚小，所以這種運動都很小，可略去不計。但是當電流極強時，所有電子對原子的總效應可能相當大，尤其在某些複成半導體內如硫化鎘（*CdS*）及氧化鋅（*ZnO*）等半導體，原子運動可能甚大，而可以用來放大超聲波（*ultrasonic wave*），這便是音響放大器的基礎。

所謂超聲波，是一種以音速通過固體的壓力波，這種壓力波會使原子自正常位置產生一個很小的位移。因爲電子與原子之間有相互作用，因此與電子流同向的超聲波會受它的影響。就一個兩端有電極的棒狀半導體單晶體而言，若兩端點之間所加的電壓使電子的速度與晶體內的音速相等時，電子流就使因超聲波所引起的原子位移更形加大，於是自一端輸入晶體的超聲波，就被放大而在他端出現。

當攜電者速率與音速相等時，這類音響放大器的放大率極大。然而這時所需的電壓也甚高，同時電流亦大。這也就是說電子與原子間的相互作用增大，同時也指明了晶體內所消耗的電功率也甚爲可觀。因此在加高電壓時，必須使用短暫的脈衝電壓，而相鄰兩脈衝間也須有相當長的時間來使晶體冷卻。雖然有這種種限制，這種現象仍然是直接放大超聲波的獨特方法。

【音響箱】（Acoustic box）

是一種實驗音響用的琴。如圖 9－211 所示，在兩個支架上張設兩條粗細不同的金屬線，用重錘或彈簧來加強張力的裝置。可以改變支架的位置，藉以改變弦的振動部分而發出各種音調的聲音。

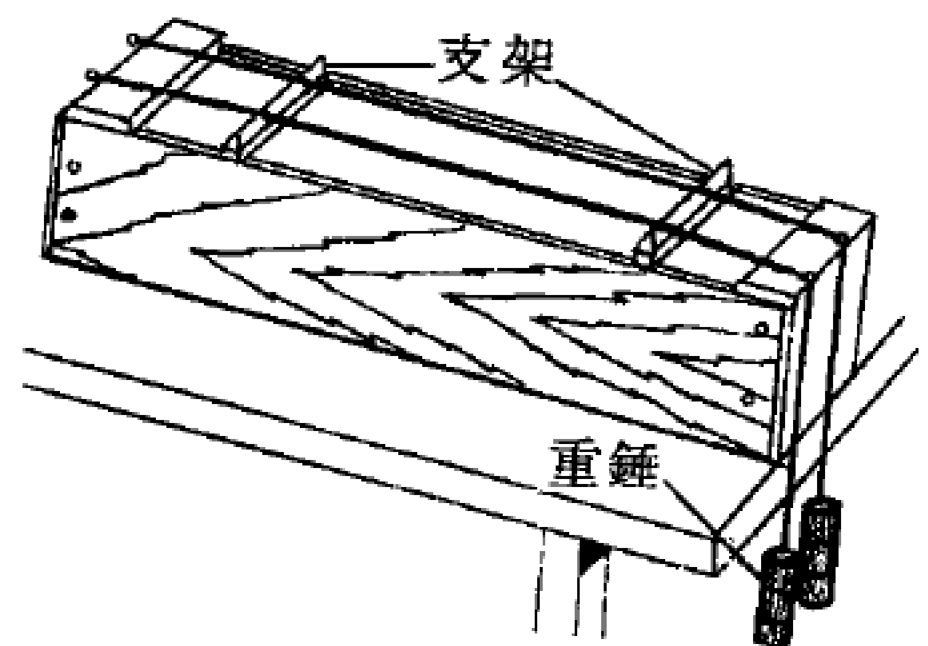


圖 9－211　音響箱

【音響器】（Sounder）

如耳機、揚聲器等，皆稱做音響器。

【音響總阻】（Acoustic impedance）

聲音乃由物質的振動產生，故發音體的種種性質與交流電路的計算，有著同樣方法。

$$音響總阻=\frac{壓力}{體積速度}$$

所謂體積速度，即每單位時間內媒質移動之量。換言之，即移動速度乘面積之值。通常壓力之單位，以一平方厘米面積受到一達因（*dyne*）之壓力爲一巴（*bar*），體積速度以厘米^3／秒（cm^3/sec）爲單位，音響總阻以巴秒／厘米^3（$bar.sec/cm^3$）爲單位。因此

$$音響總阻=\frac{機械總阻}{(面積)^2}$$

【風】（Wind）

空氣由較大密度地帶或高氣壓（*high pressure*）區域流向較小密度地帶或低氣壓（*low pressure*）區域，其流動即產生風。若一地位於高氣壓地域；另一地位於低氣壓地域，當空氣由前者流向後者時，則某地必有風吹過，但並非由高氣壓區域成直線進行流向低氣壓區域。在北半球必偏向右方，在南半球必偏向左方，這是因爲受地球自轉的影響。

風之形態中其最壯觀者，要算是貿易風（*trade wind*）與季候風（*monsoon*）。季候風之生成，有如陸上微風與海上微風，是由於亞熱帶中陸地與水面上加熱程度有所差異而引起的。在一年之中，它的方向要變換二次。在夏季的半年時間中，當陸地上的溫度較水面上爲高的時候，它就向著陸地吹去。例如在夏季的時候，印度洋與太平洋較冷的海上空氣，就向著被加熱得十分劇烈的亞洲大陸移動。與此相反，在冬季的時候，亞洲大陸上較冷的空氣，就向著上述二海洋上的較暖空氣中流入。

貿易風之生成，則由於熱帶地區的空氣被加熱而上升。緯度較高地

區的冷空氣就沿著地球表面，流至赤道。熱帶地區上昇的熱空氣，最後是在較高的高度中，朝著兩極流動，故與較下層的風向正屬相反，因而被命名爲反貿易風（*anti-wind trade*）。

就是各種洋流，一部分也是由於水之不均勻加熱所引起，一部分則是由於經常吹著的風所引起。

【風力充電器】（Wind charger）

利用風力轉動電樞之直流電機，常作充電池用。

【風力等級】（Degree of wind）

原先是以風力對帆船的帆之影響，以推測風速。而以1、2、3…等整數值表示其強弱。現在記錄天氣圖的風力強度時，也用它來表示。

【風力發電機】（Fan driven generator）

藉風力改爲機械能，再由機械能轉變爲電能的發電機。

【風三角形】（Wind triangle）

風三角形乃是用來討論關於速度之合成問題的。在飛機的起點與終點之間可以繪成一定的圖面航線。所謂航線，指的乃是子午線（子午圈）和飛機行程之間的角度。航線係由0°量度到360°，可以從羅盤儀刻度盤上順著時針方向讀數。90°之航線表示飛機向東飛行；180°則係向南；270°向西；360°或0° 則爲向北。茲將幹路航線和幹支航線排列如表所示。

方位	方位角	方位	方位角
北（*N*）	0°	南（*S*）	180°
北北東（*NNO*）	22.5°	南南西（*SSW*）	202.5°
東北（*NO*）	45°	西南（*SW*）	225°
東北東（*ONO*）	67.5°	西南西（*WSW*）	247.5°
東（*O*）	90°	西（*W*）	270°
東南東（*OSO*）	112.5°	西北西（*WNW*）	292.5°
東南（*SO*）	135°	西北（*NW*）	315°
南南東（*SSO*）	157.5°	北北西（*NNW*）	337.5°

沒有風的時候，飛機只要遵守已定航線就可以從出發地到達目的地。但在有風的時候，風常會將飛機吹離此一航線。爲著抵銷風之作用，便不能取循圖上規定航線而勢非按照另一航線駕駛不可。因此有所謂圖面航線和駕駛航線之區分。前者是在飛行以前所定的航線；後者乃係飛行時的機身方向，這也就是飛機由出發地飛抵目的地所必須遵守的航線。

在飛行時，計有兩種力作用於飛機上：

1. 發動機力，使飛機產生一種以仟米／時表示的自身速度。此力乃將飛機曳引前進。

2. 風力，此力蘊藏著某一定的風速，後者亦以仟米／時來表示，並且具有一定的方向（風的方向係以吹來的方向表示，所以北風向南吹，北東風向南西吹，北北西風向南南東吹等等，這是風向和飛機運動相反之處）。

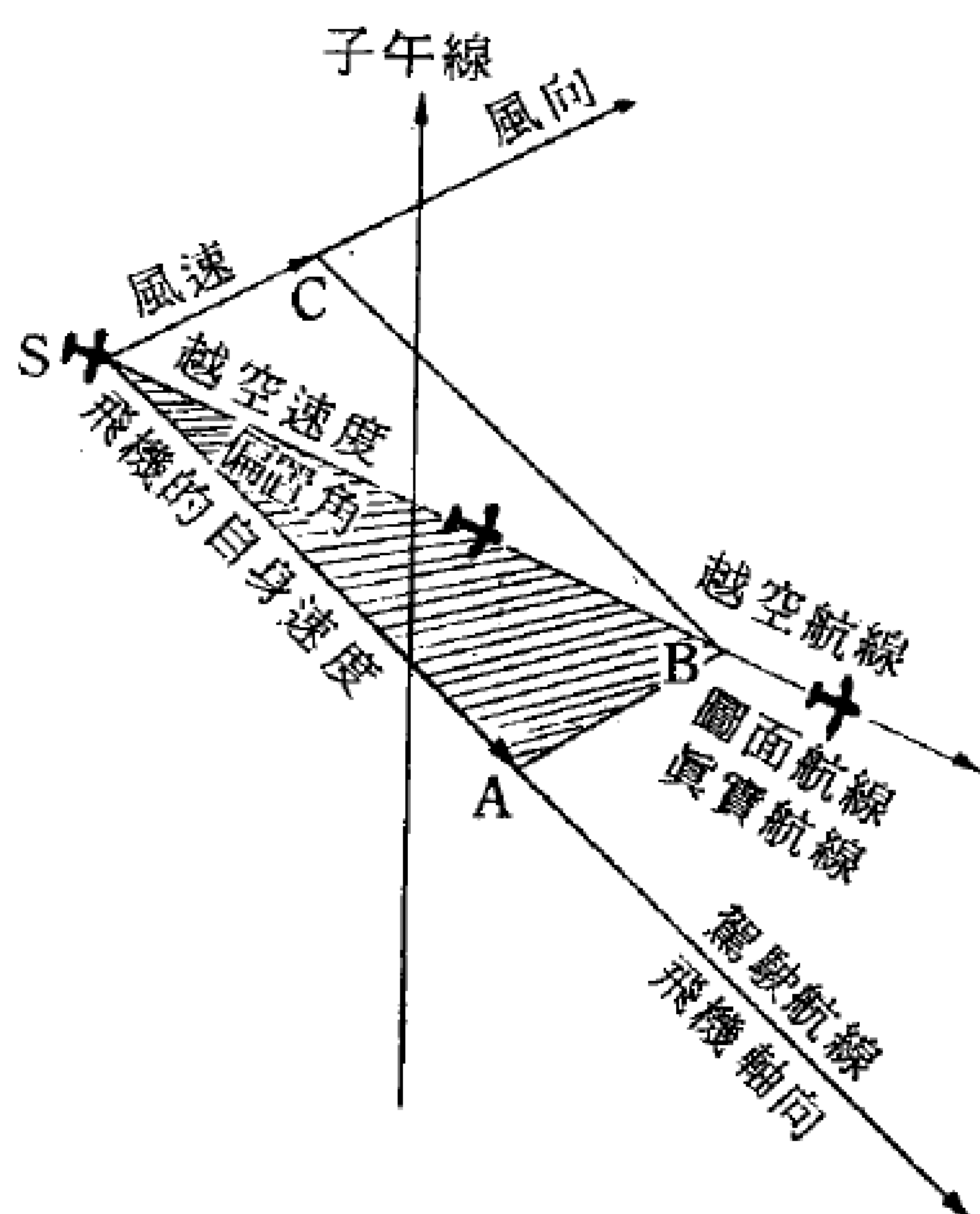


圖 9 — 212　風三角形

這兩個速度可合成爲一個合成速度（圖 9 — 212）。爲了此一目的，我們從起飛點 S 開始：用某一定的比例尺按照實際的方向和大小，繪出風速 SC 和飛機之自身速度，然後再將所繪成的圖形補充成一個平行四邊形。從起點 S 繪出之對角線 SB 在大小和方向上卽代表此二速度的合成速度，也就是所謂越空速度。我們很容易看出，只要知道 SAB 或 SBC 中的任一個三角形時，就可以確定此一速度。此項三角形，我們稱之爲風三角形，它的三邊乃是：

1. $SA = CB =$ 飛機之自身速度，SA 的方向乃是飛機機身方向，

我們稱之爲駕駛航線。

2. $SC=AB$＝風速，SC的方向乃是風向。

3. SB＝越空速度，SB的方向稱爲越空航線或眞實航線或圖面航線。

至於在駕駛航線與實際航線之間的ASB角，我們則稱之爲偏置角（*angle of deviation*）。

【風化】（Efflorescence）

結晶體失去結晶水而成粉末之現象。

【風之成因】（Formation of wind）

打開暖和的房間窗戶時，外面的冷空氣從下面吹進來，室內的暖空氣，即從上面流出去。這種空氣的流動，地球表面大規模地進行時，那就是風。氣壓發生差異時，就會起風，風由氣壓高的地方吹向氣壓低的地方。這時，氣壓相差越多，風力越強。

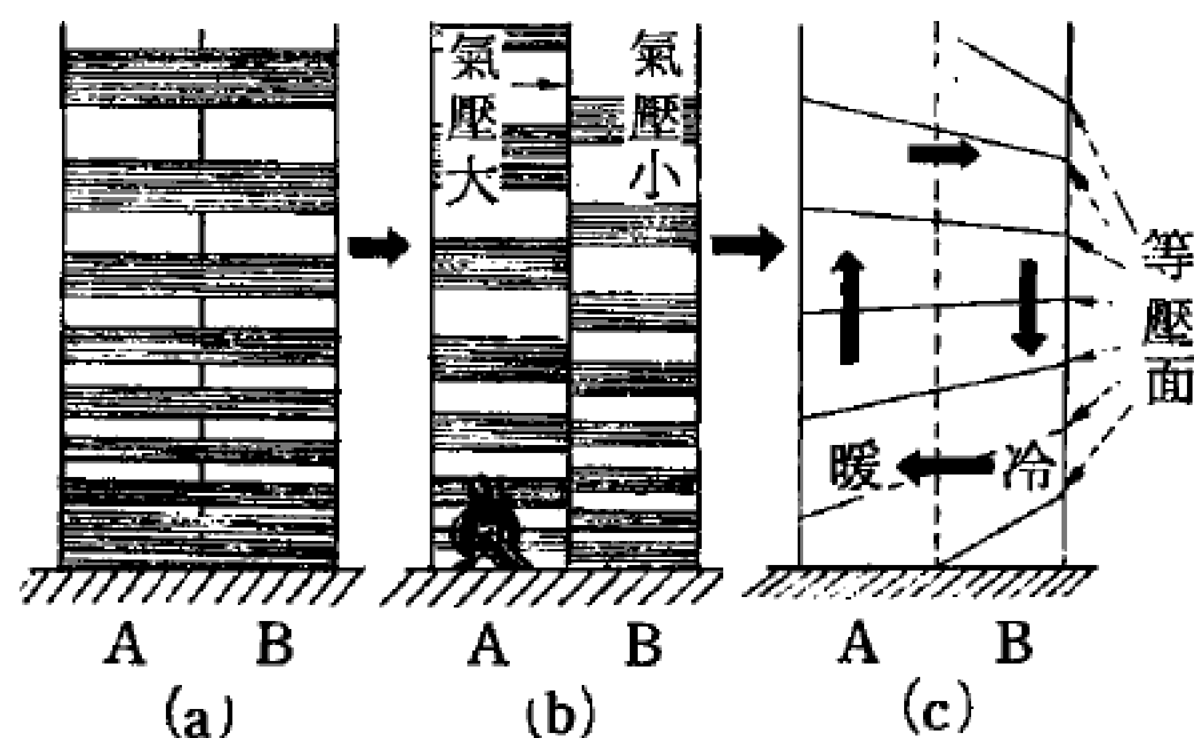


圖 9 — 213　風之成因

圖 9 — 213是表示由溫度差，產生氣壓差的情形，圖(*a*)中A和B的氣溫、壓力都相等。圖(*b*)中A的空氣受熱而膨脹，在地面上A和B的氣壓雖相等，A的上空比B之上空的氣壓大，所以空氣自A流向B。結果，地面上B的氣壓高，所以風就從B流向A，如圖(*c*)所示。

【風之觀測】（Observation of wind）

風之觀測要分爲風向和風速兩方面來觀測。測量風向常以風向計（*anemoscope*）測量，風速則常以風速計（*anemometer*）測量。

風向實際觀測，是分爲十六方位而加以觀測。風吹或風息是不斷的

有變化，風向計之箭頭時左時右的幌動，應繼續觀測一分鐘，以它的中央方向做爲風向。

風速實際觀測，是需觀察 10 分鐘求其平均速度，以米／秒表示。即觀測時的 11 分鐘前至 1 分鐘前，讀取數目後求其差，再以 600 秒（10 分鐘）除，便可求得風速。

【風向】（Direction of wind）

風吹的方向，叫風向。例如，風從南吹向北，風向就是南。觀測風向需用風向計（*anemoscope*）。

【風向計】（Anemoscope）

是測度風向的器械。於直立棒上端，附以矢或其他特別的裝置，使它得自由廻轉，以指示出風的方向（如圖 9 — 214）。通常爲避免地表面的摩擦或建築物的影響，都設在離地面十公尺的地方，或屋頂上三公尺以上的高處。

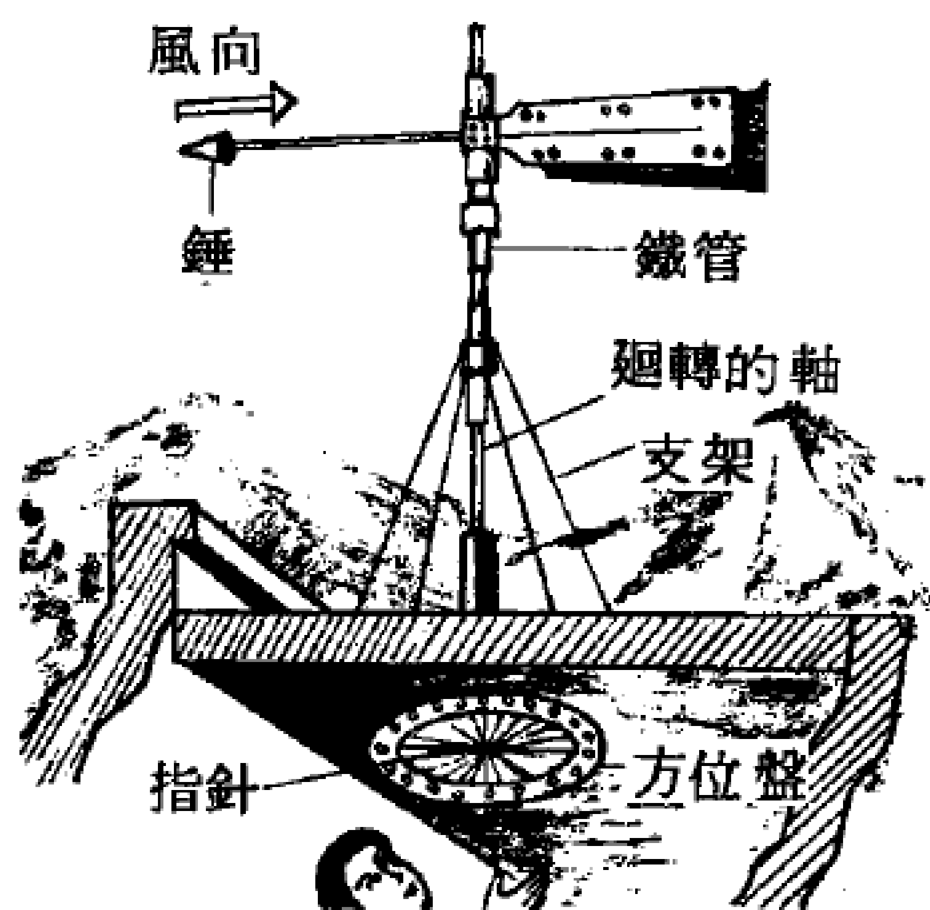


圖 9 — 214　風向計

【風車】（Windmill）

水車和風車，都是利用自然力（水和風）來替人們工作的古法機械。風車的發明，較水車略遲。但時迄今日，計算起來，也已替人們做了好幾百年磨粉或汲水的工作了。在荷蘭，現在仍有幾百架舊式風車（如圖 9 — 215）在工作著，可是在其他先進各國，已不多見了。

近世的機械工程蒸蒸日上，所以對於用來磨麥抽水的舊式風車，亦用熱力機來代替了。物總是新陳代謝的，舊式風車，固然已成爲過去之物，而新式風車，卻又接踵著發現了。如圖 9 — 216 所示的那種新式風車，在英國以及澳美兩洲的各處，現已是屢見不鮮了。

舊式風車的形式和構造，如圖 9 — 215所示，純用木料所造。風輪的葉，是以木片組成，每對兩葉的面傾斜於相反方向，以利風力的吹動。當風吹葉動時，轉動斜軸上的齒輪，因直角兩齒輪的聯動，傳動垂直軸，更由軸底上的齒輪聯動而使磨石旋轉。

在圖 9 — 215左邊的四葉風車，習見於荷蘭，故稱荷蘭式風車。這風車塔的頂部能夠旋轉自如的。在風車軸的尾巴上另有一個小帆。當風吹著它時，它的斜齒輪，就聯動風車頭上的齒輪，使風輪的葉，迎合風的方向而旋轉。圖 9 — 215右邊的雙葉風車叫做柱車，因爲整個風車機廠，只以一柱爲之支起。風車廠下有一根推轉風車機廠的柄，功效和荷蘭式車頭上的小帆一樣，所不同的就是一以風力自動，一用人工推轉。

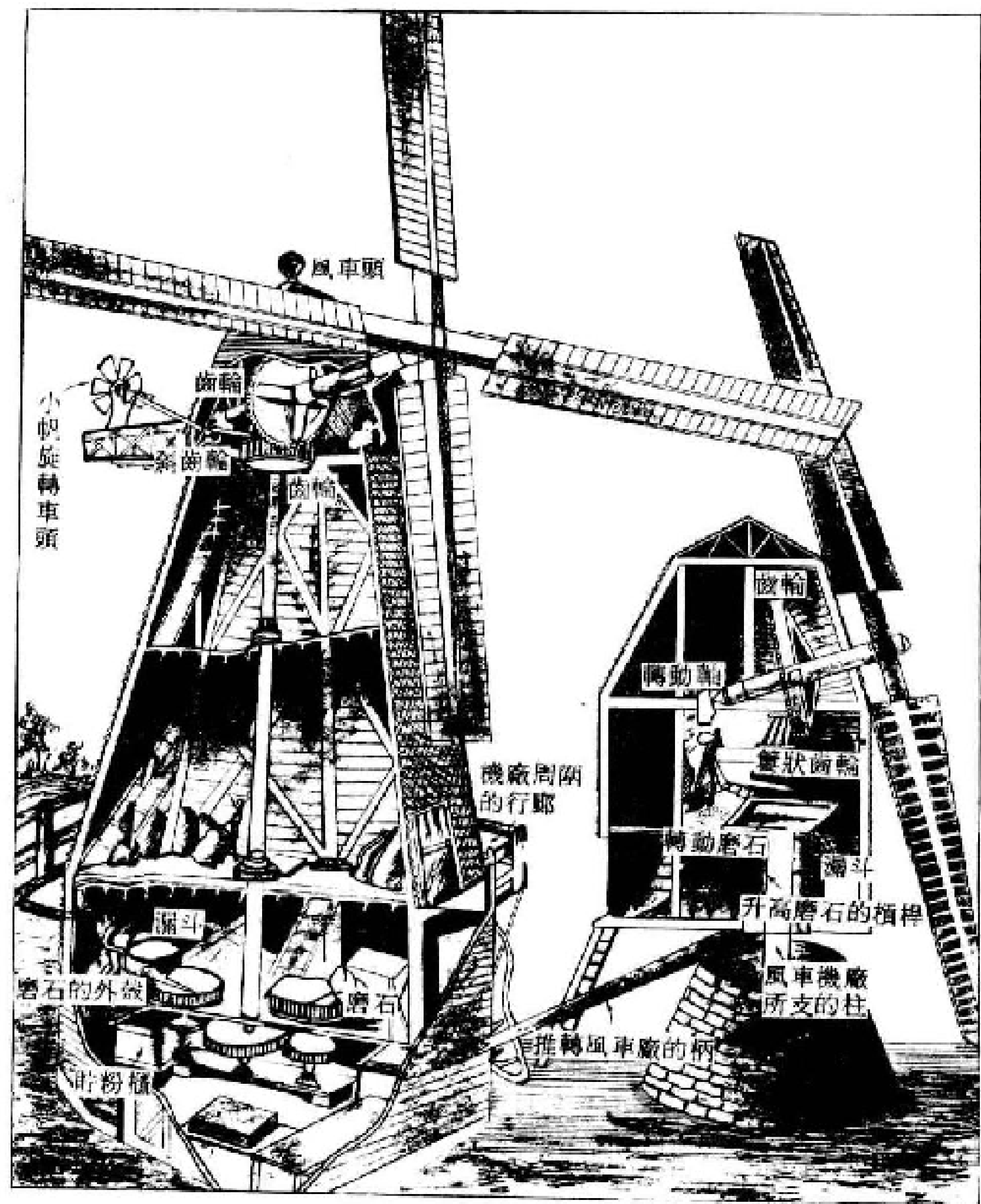


圖 9 — 215

兩座都是舊式風車。左邊的習見於荷蘭，故稱荷蘭式風車。右邊的爲柱車，因爲整座風車機廠，只以一柱爲之支持故名。圖示磨麥粉時情形。

至於新式風車的構造，較諸舊式的要精密完備得多了。用許多粗細的鋼條，沿著四根較粗的鋼柱，交叉作三角形格，而構成一座鋼塔（如圖 9 — 216）。並以鋼筋混凝土作基礎，把塔的鋼柱的下部，深深地埋入地基內，務使其堅固穩定。這種建築物，最高的不過 80 呎，低的也須高過屋頂，方才有效。

以一片片輕便的金屬（普通都用洋鉛皮，有時用堅硬的木片），隔著相當的距離，連結起來，製成平圓面的風輪，以代替舊式的帆狀葉。風輪的直徑，是依據塔形的高低而定，最大的無過於 40 呎，平常所用的，大概在 12 呎或 10 呎左右。

塔內設梯子一架，專供人們攀登遙望臺或塔頂之用。在風輪軸的尾巴上，有一個形如鏟狀的車翼，（如圖 9 — 216 ）垂直於風輪的平面，指使風輪迎合風的方向而旋轉。這是它的職責，等於舊式風車上推轉風車廠的柄一般。

因爲新式風車和舊式的同樣是利用風力來盤轉的，所以使用的方法，也大同小異。

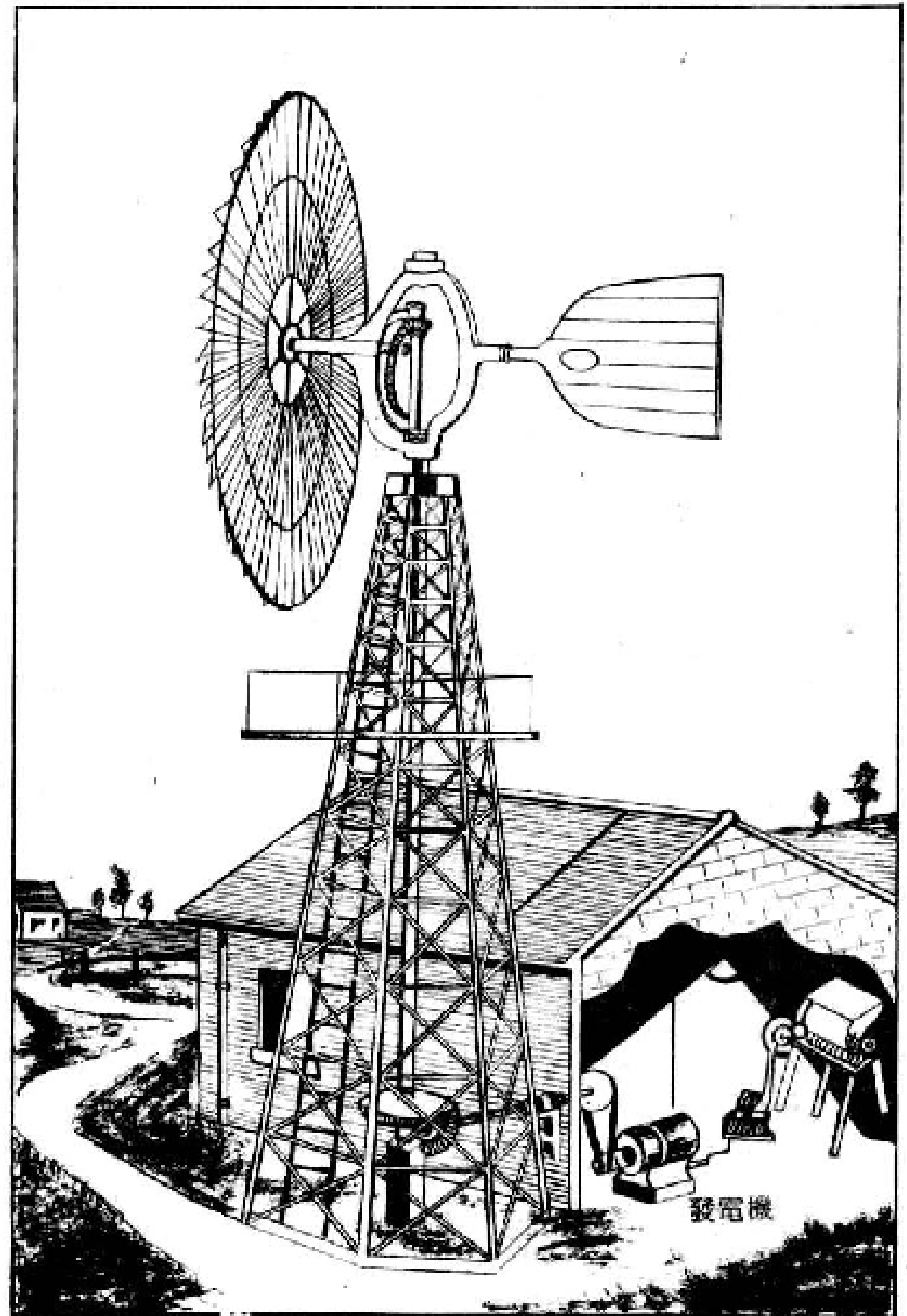


圖 9 — 216
現在盛行於英國及澳美兩洲的風車

若風起了，而風輪仍不轉動，那麼就得去撥正車翼，使風輪迎合風的方向而旋轉。風輪一經旋轉，它的旋轉力馬上就經齒輪而傳動直立的軸，更經軸底上的齒輪而傳力於發電機。發電機由電流而傳力於電動機以發動，或傳至電燈而發光，或傳至電爐而發熱。電動機再用皮帶傳力於其他各種機械，或磨製麥粉，或抽水灌田，它的用途就沒有限制了。

風力用不著金錢來買，而且隨處可得。除了建築和設備費以外，平時工作沒有其他費用，雖時時須加一些潤滑油，但所費是極小的。

【風洞】（Wind tunnel ）

用人工方法產生氣流的裝置稱爲風洞。常用以探討氣流的物理性質

或氣流對物體的作用力，這在研究飛機性能時極爲重要。一般有兩種主要型式：(1)使用螺槳式送風機而造成穩定流動（ *steady flow* ）。(2)以高壓或低壓氣槽，造成一時的氣流。又使同一氣流循環的稱爲閉路式風洞，不斷吸進或排出空氣的稱爲開路式風洞，將風洞本身封閉在氣槽內而使氣流密度隨意改變者稱爲變壓風洞。國內目前有一部研究用的風洞裝置在中正理工學院航空研究所。

【風息】（ **Cease of wind** ）

觀測風時，可發現風向及風速，不斷地發生變化，這是風吹近地面時，受地形或建築物的影響，形成許多的旋渦。然後這些旋渦又一個個地消失時所引起的現象，就叫做風息。由氣象的變化，風息有激烈的日子，也有穩和的日子。

風因爲經常帶風息，所以測知風方向應從接近一分鐘的平均的方向去讀取。風速是計算十分鐘的平均值，以求得風速的。

【風速】（ **Wind speed** ）

風吹動的速度叫風速。風速是隨風息而不斷地變化，所以用風速計測量 10 分鐘（觀察時的 11 分鐘前至 1 分鐘前）的風速平均值，計算出風速，而用米／秒的單位表示。如氣壓的差相等，通常是島嶼或沿海一帶的風速較大，隨著進入內陸，風速就變小了。

【風速自記計】（ **Anemograph** ）

一種自動記錄的風速計，並可記錄風向。

【風速計】（ **Anemometer** ）

風速計是測量風速的器械。以風車的旋轉數，觸動電氣盤的指針，以便讀取風速的值。裝置的位置，需要以不受建築物或森林等隱蔽的地方爲最佳。在地形完全空曠平坦的地方，風速計可置於高30 呎乃至 40 呎的木架上或高臺上。最近有螺旋槳式

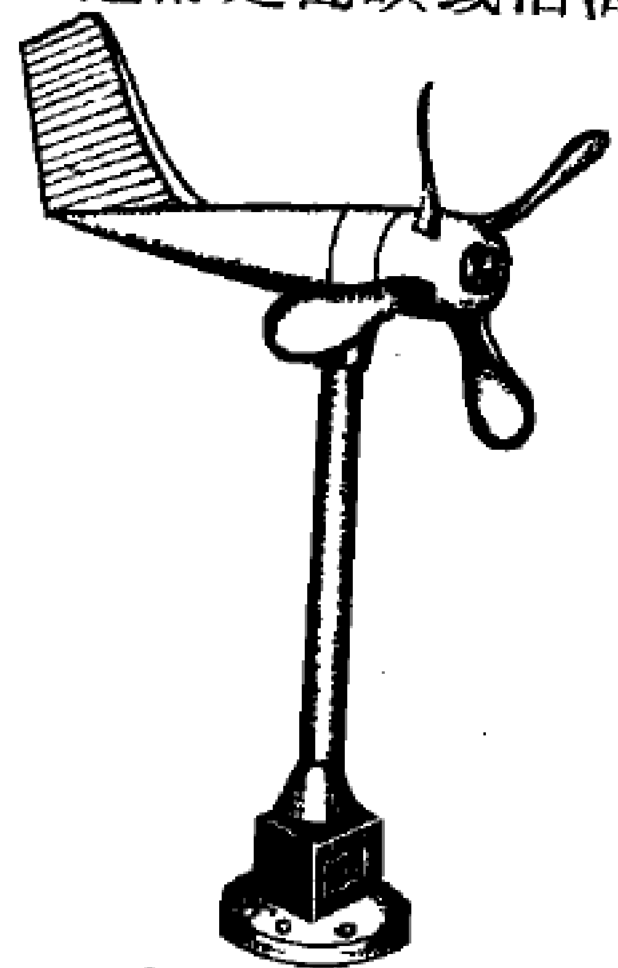


圖 9 — 217
螺旋槳式風向風速計

風向風速計（如圖9—217），在同一時間，可測量出風向和風速，非常方便。

【風動發電機】（Wind-driven generator）

使發電機樞軸轉動全由風力所推動者。

【風琴管】（Organ pipe）

用以說明空氣柱振動而發基音與泛音之狀況者。於管之端開一小孔而連一細且尖之吹口，管之內部與吹口接近處嵌一三角柱形之木塞，使吹口管內之通路成爲極狹；管側與木塞相齊處削爲劈形，謂之脣，如圖9—218中之L，脣之尖部極薄有細隙與管外相通。從吹口吹之氣流激動脣尖，起複雜之振動，管中空氣柱與振動中適合於自己振動者相共振而生疏密波；輕吹之，則脣之振動緩，發較低之基音；重吹之則脣之振動急，發較高之泛音。此種裝置稱爲風琴管。可分兩種即(1)他端爲開口者名開管。(2)他端爲閉塞者名閉管。閉管發音時其閉口之端爲節，吹口之端爲腹，即基音之波長爲管長之四倍。開管發基音時，其兩端均爲腹，中央爲節，即基音之波長爲管之二倍。無論閉管開管，管愈長則音愈低即振動數與管長成反比例。又若干長開管之基音爲等長閉管基音之第八音。而若干長閉管之基音，與二倍其長之開管所發基音相同，又空氣柱之振動，無論閉管開管，其泛音振動數均爲基音振動數之整數倍，故可與絃之振動之泛音同稱爲諧音。笛、簫、喇叭等爲開管，其穿有數孔者乃在改變其中空氣柱之長度，使發多數之音。

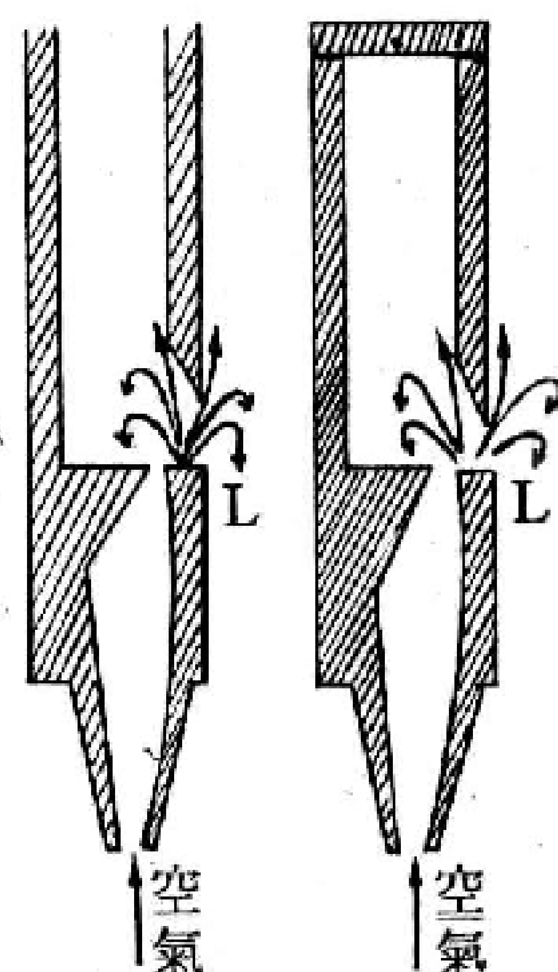


圖 9—218

【風絃音】（Aeolian tone）

當氣流衝擊一條緥緊的絃線之方向與絃線長度垂直時，絃所發出的音調。此音調的頻率f與氣流對絃線的速度v成正比，與絃線的直徑d

成反比，其間的關係稱爲史特勞荷公式（*Strouhal formula*），即

$$f = 0.185v/d$$

風絃音產生的原理，是氣流受絃線阻擋，在後方不斷產生空氣渦流，而此渦流不斷使絃線振動之故。

【風箱】（Wind box）

圖 9 — 219上的風箱如被拉開時，風箱容積增大，裏面的空氣遂行擴伸，壓力因而變小，外間的空氣壓力就佔有優勢，把空氣經過一個向內開啓的活瓣壓入箱內，一直繼續至箱內箱外具有同一壓力之時爲止。壓縮風箱時，也壓縮了裏面的空氣，這時候，活瓣關閉，乃有一股強烈的空氣由風箱嘴口噴射出來。

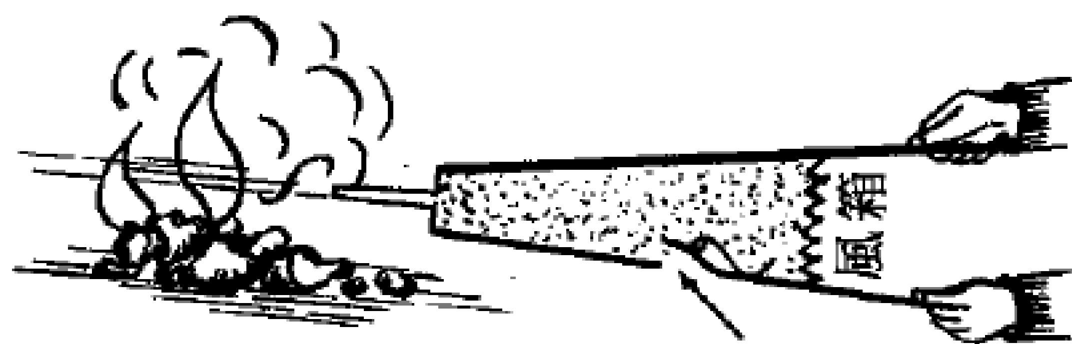


圖 9 — 219　風箱

【風壓】（Wind pressure）

風吹到地面所產生的壓力，叫做風壓。風壓是風速的 2 倍，例如風速是 2 倍、3 倍……時，風壓是 4 倍、6 倍……。

【飛行時間能譜儀】（Time-of-flight spectrometer）

測量粒子在一定距離間所飛行的時間，以求粒子動能的方法，通常稱之爲飛行時間法。飛行時間能譜儀即爲應用這種方法分離和尋找中子（或其他粒子）並把相近能量的中子（或粒子）歸類，以量度中子的能量。適用中子能量的範圍甚大，自慢中子至快中子。在含有不同能量中子的中子射束中，可藉飛行時間能譜儀以測定此中子射束的中子能譜。

飛行時間能譜儀主要包括中子源（*neutron sources*）、飛行路程導管及若干電子探測器（例如 BF_3 計數器），中子源必須爲以脈波方式放出者。設中子源與探測器的距離爲 L，則能量爲 E 的中子到達探測器所需的飛行時間爲

$$t = \frac{L}{v} = \frac{L}{\sqrt{2E/m}}$$

因爲L爲一定，測定從中子源產生中子脈波至探測器測到脈波之時間差t，即可求得中子的速度v及能量E。應用飛行時間法時，中子源的中子脈波寬度必須小於飛行時間t方爲有效。一般表示飛行時間能譜儀的分析度，常以下式表示之

$$\Delta E = 0.028 \frac{\Delta t}{L} E^{3/2}$$

上式中ΔE爲中子能量爲E時的能量分析度，單位以eV表之，$\frac{\Delta t}{L}$的單位以微秒／米表之，Δt爲脈波寬度，單位爲微秒（μs），L單位爲米。由上式可知$\frac{\Delta t}{L}$亦爲分析度的另一表示法。

以飛行時間法量度快中子時，因中子飛行速度甚快，而在實驗室中實用的飛行路程有限，同時因受中子源強度限制，中子路程不能太長（常用長度約爲$L<10$米），故中子飛行時間極爲短小。下表列示中子能量與飛行時間的關係數值：

中子能量	飛行時間
熱中子	455 微秒／米
1 eV	72 微秒／米
100 eV	7.2 微秒／米
10 KeV	720 毫微秒／米
1 MeV	72 毫微秒／米
10 MeV	23 毫微秒／米

由上表可知，就能量爲數百萬電子伏特（MeV）的中子而言，飛行時間法所需中子脈波寬度必須達到數毫微秒。故此法要依賴測量極短時間的技術（常用 *start and stop* 脈波方法）及需用許多精細的電子儀器。

【飛行與升力】（Flying and lift）

要使得比空氣重的物體能飛，第一要必須使物體能浮游空中而不下

墜，也就是一定要有上托的升力來克服重力。這一點在原則上並無困難。假想有一面積S的斜面在以U的速度向前飛行，令α又是斜面與飛行方向所成的角度（見圖9—220）。如果空氣是由一顆顆本來不動的分子組成，空氣作用在板上的力，就可用簡單的力學原理算出。令空氣的密度爲ρ，其分子質量爲m。假定空氣分子受撞後，就沿板而走。則每一撞擊，每一分子就會傳達$mU\ sin\ \alpha$的動量到板上。現在每一單位時間有

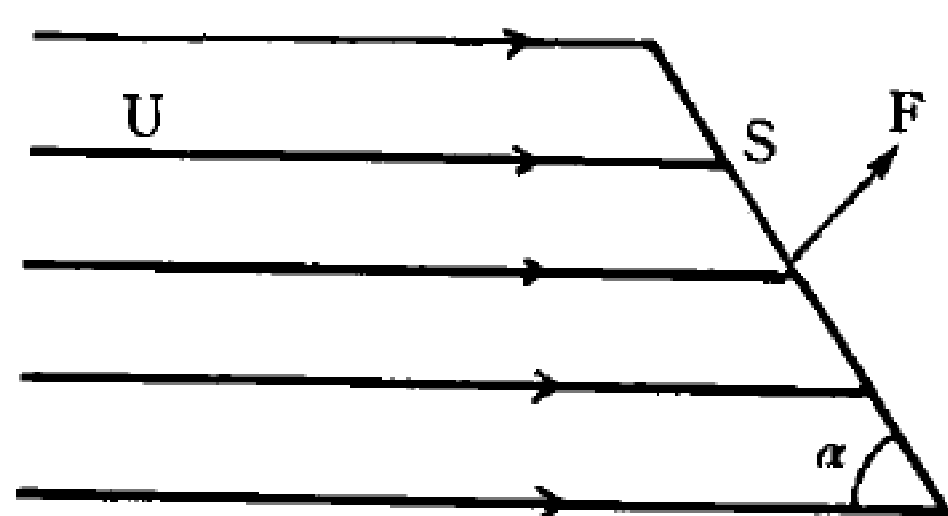


圖9—220

$\frac{\rho}{m}U\ S\ sin\ \alpha$分子撞在板上，所以空氣作用在板上的力就是

$$F=\rho\ SU^2\ sin^2\alpha$$

F的方向正與平板垂直。這一結果就是牛頓的正弦平方定律。如果這一定律是正確的話，我們可以看出這平板飛行所受的阻力是

$$D=F\ sin\ \alpha=\rho SU^2\ sin^3\alpha$$

而其升力是

$$L=F\ cos\alpha=\rho SU^2\ sin^2\alpha\ cos\ \alpha$$

根據上一公式，可知升力是與機翼的面積、速度的平方以及$sin^2\alpha$成正比。要增加升力，我們可以增加機翼的面積，但那也會同時增加飛機的重量。我們若增加角度α，阻力D就增加得更快，那就非得造大推進器不可，推進器愈大，重量當然也愈大，所以，最初設計飛機的人如果想到牛頓這一定律，就七、八十年前的技術水準而言，一定會覺得很悲觀。事實上，最初造飛機的人，只是試盡各種方法想飛，並不太理會理論。是等到已有飛機飛起來，要改進其性能時，才覺得有瞭解飛行原理的必要。

更仔細的分析，就發現在一般情形下，牛頓的公式並不十分正確。因爲空氣並不能當作是一顆顆互不影響的分子所組成。它們相互間的撞

擊，平均每秒約有 10^{10} 次，使得空氣成爲連續的流體，這樣，白努利定理（*Bernoulli's theorem*）就更適用。所以如果能使機翼上的流速大於機翼下的，飛機就不僅是由於翼下的空氣推它上去，也是由於機翼上邊的低氣壓把飛機吸了上去。早期機翼理論的主要內容，就想如何造成這種有利的情況。仔細的分析也使我們發現本以爲無用的勢流理論，如加以適當的修正，實在很有應用的價值。而且達朗白詭論（*d'Alembert parodox*）所引起的矛盾，也得到了合理的解釋。

【飛佐實驗】（Fizeau's experiment）

一般皆稱斐索實驗。

詳閱“斐索實驗（*Fizeau's experiment*）”條。

【飛馬星座】（Pégăsus）

北天星座之一，在仙女星座之左，寶瓶星座之北，區域甚廣。其 α、β（卽室宿兩星）、γ（卽壁宿一）三星與仙女星座 α（卽壁宿二）星列成一大正方形。頗易覓得。

參閱“王族星座（*Royal stars*）”條。

【飛航儀】（Gee）

轟炸機使用雷達設備之一。

【飛艇】（Air ship）

亦稱飛船，飛艇是氣球中的一種，其外形如圖 9—221。貯輕氣或煤氣於長橢圓形或梭狀之氣囊。因此等氣體較空氣輕，故能藉空氣之浮力以上升。囊下有艇，內裝發動機、舵及推進器。以發動機旋轉推進器，則艇前進，欲變方向則用舵，欲下降則洩出氣囊中之氣。惟

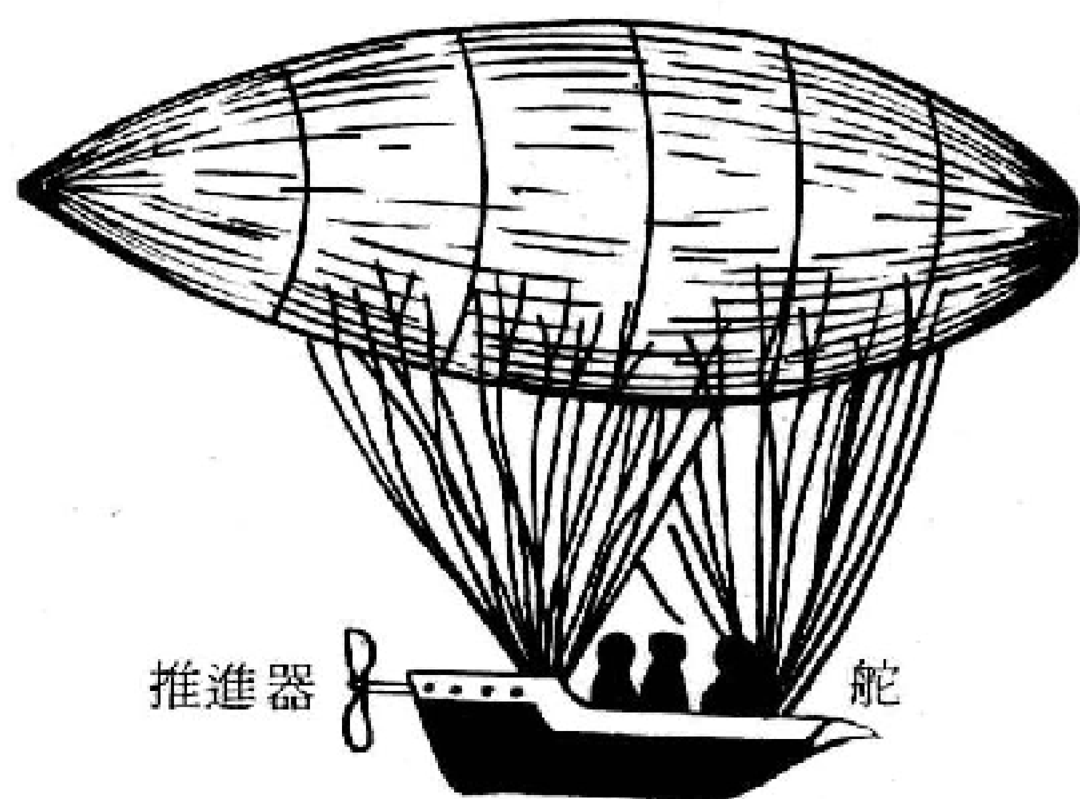


圖 9—221

氣囊每遇落雷、太陽熱及發動機之熱，而易破壞，故氣囊上須具特異避雷針，塗善反光之色，及與艇有一定之距離以免此弊。氣囊內有鋁製支架者，稱爲硬式飛艇；不用架者，稱爲軟式飛艇。

【飛滋】(George Francis Fitzgerald 1851—1901)

詳閱"菲次吉拉(*George Francis Fitzgerald* 1851—1901)"條。

【飛輪】(Balance wheel ; Fly wheel)

儲存轉動慣量的重圓輪。一名平衡輪，爲裝於各種機器動軸旁之大輪，利用其慣性以調節機件之運動者。

【飛輪效應】(Fly wheel effect)

貯能電路中線圈與電容器交換貯能的作用。

【飛機】(Airplane；Aeroplane)

人類中第一個飛行者是德國的李連塔爾。他盡力仿效鳥類的滑翔飛行，設計了一種沒有引擎的滑翔機。曾經在空中飄浮著越過了450米，並能安全降落。這種滑翔機是由高處起程，順風飛去，是滑翔機飛行的開端。近來，德國的飛行學校在庫瑞與灣附近樂因與羅悉頓地方的水山上，曾以無引擎滑翔機獲得很大的成就，創立了下列的德國最高記錄：直線滑程 504.2仟米；回到起點所歷時間 36 小時 35 分；高出起點的高度 4,325 米；連帶回程的滑程 85仟米。

第一次完成的引擎飛行，一般人都以爲是美國賴特兄弟在1903 年十二月十二日所舉行的，事實並非如此。1903 年八月十八日，德國的雅託 (*Karl Jatho*) 在引擎飛行史上第一次用他自己製造的汽油引擎飛機，離地1米高，飛過一段18 米的距離。1911 年他建造了第一架的鋼質單翼飛機。1913 年創辦了第一所引擎飛行學校，訓練了很多的駕駛員和機師，他們在大戰期間，均曾有過貢獻。雅託本身因多次墜落而形成嚴重殘廢，1933 年十二月八日死於哈諾佛 (*Hannover*)。

在德國飛機繼續發展過程中，起先是隆浦樓套本（*Rumplertauben*）名聞世界，接著是德邵地方的容克斯（*Junkers*）以其全金屬飛機而聞名。柯爾（*Köhl*）、何英腓德（*V. Hünefeld*）及費茲毛立斯（*Fitzmaurice*）三位即用這種單引擎的“白萊門”號飛機，在 1928 年四月十二日至十三日首次由東向西飛越北大西洋（由愛爾蘭至加拿大之格陵蘭島）。

1929 年的年底，容克斯巨機 *G* 38 完成了極其成功的飛行。這是一架幾乎除了機翼別無所有的飛機，因爲一切有害的、能夠產生阻力的部分，如樓架、引擎、燃料槽以及作業人員、乘客、貨物等等，幾乎全是避開氣流，隱藏在 2 米厚的巨間機翼裏面。這架飛機的工程數據如下：翼幅 45 米，長 23 米，空重 13 公噸，飛行重量 20～24 公噸，動力設備爲四部容克斯引擎共 2,400 馬力，有效載重爲 3 公噸時其航程約爲 3,500 仟米。

容克斯公司的 *Ju* 52 型三引擎飛機是一種長期可靠的客機，可載乘客 17 人。四引擎的巨型飛機 *Ju* 90 更開啓了現代航空之龐大發展與國際間直達航線之新紀元。這種飛機可供給 40 名乘客舒適的座位，並具有截至當時爲止的，唯一之隔音設備。其翼幅爲 35 米，機長 26.5 米，開動四部 800 匹馬力的引擎時，可達每小時 450 仟米之最高速度，航行速度爲每小時 350 至 400 仟米。此外，*Ju* 90 飛機和所有容克斯運輸機一樣，是一種自由負承式的深層機翼飛機，全部以一種特別的硬鋁合金造成。但與早期的容克斯飛機不同之處是，*Ju* 90 上的全部外殼是用平滑的金屬片做成的。內部的裝璜更屬宏偉，40 個旅客的客艙分爲五個互相隔開的房間，每間有八個有墊的座椅，對面排列。坐在裏面，宛如坐在特別快車的餐車裏一樣。引擎的單元整體裝置，更是一項驚人的革新，因爲四部引擎中的每一部均能在短短的 20 分鐘以內，換裝一部新的。*Ju* 90 的滑輪設備分成兩部分，裝在兩個內用引擎艙的下

面，並且能以油壓操縱，將滑輪向後面完全收回艙內。

德國飛機工業的另一尖峯傑作是“白萊門”市伏克乃伍爾夫公司的巨型運輸機*FW* 200“兀鷹”號。這是一種四引擎的運輸機，載客26人，也是一種全金屬之深翼機，所用材料主要為硬鋁金屬片，翼幅為33米，高度為6.1米，長為23.85米。滑輪裝置可以在飛行時向前縮進。1938年八月，一架兀鷹號飛機曾在25小時中完成柏林至紐約間的不著陸之越洋飛行，回程更減為19小時，創立了世界記錄。這種飛機可以用它的四部750馬力的引擎，達到每小時450仟米的最高速度。

正當容克斯公司著重於製造金屬的陸上飛機之際，德國佛雷特立希港的董尼爾公司卻在忙於製造金屬飛艇，由於非凡的貢獻，在國際間亦極負聲譽。董尼爾公司的*DOX*巨機在1929年裝載150名旅客和19名作業人員。此機之翼幅為48米，長度則超過40米。

羅斯托克地方的哈因寇公司和奧格斯堡的麥塞許密特公司則製造高速飛機。哈因寇的*He* 70飛機具有每小時315仟米的平均速度，*He* 111在4,000米高空能以每小時410仟米的速度飛行。伍達特用一架哈因寇驅逐機，創造了每小時635仟米的記錄。麥塞許密特的“颷風”號則在墨西哥至紐約的航行中，達到每小時615仟米的速度。

以上為飛機發展的簡史，下面敍述飛機飛行的原理：

在飛機能夠飛行之先，必須在空氣內拉著前行。被飛機衝過的空氣作用在機翼上，使飛機升騰，或者變成空運的裝置。執行這件工作的螺旋槳，是由內燃機發動的，這種內燃機和用於汽車裏的很相像。但兩者也有區別：首先，飛機的發動機必須盡量輕，因為發動機越輕，飛機所能攜帶的負載就越大。其次，許多飛機發動機的汽缸是排成圓形的，而不是排成一列。由於每個汽缸都位於包圍發動機在內的圓之半徑上，所以，這樣的發動機稱為星形發動機如圖9－222所示。

螺旋槳固定在發動機軸上，因而，當發動機運行時，它便旋轉；而

當螺旋槳旋轉時，它便作用在空氣上，從而使它能藉空氣而被迅速地拖動。因爲發動機和飛機都與螺旋槳相連，整架飛機便藉螺旋槳後面的空氣而被牽引。

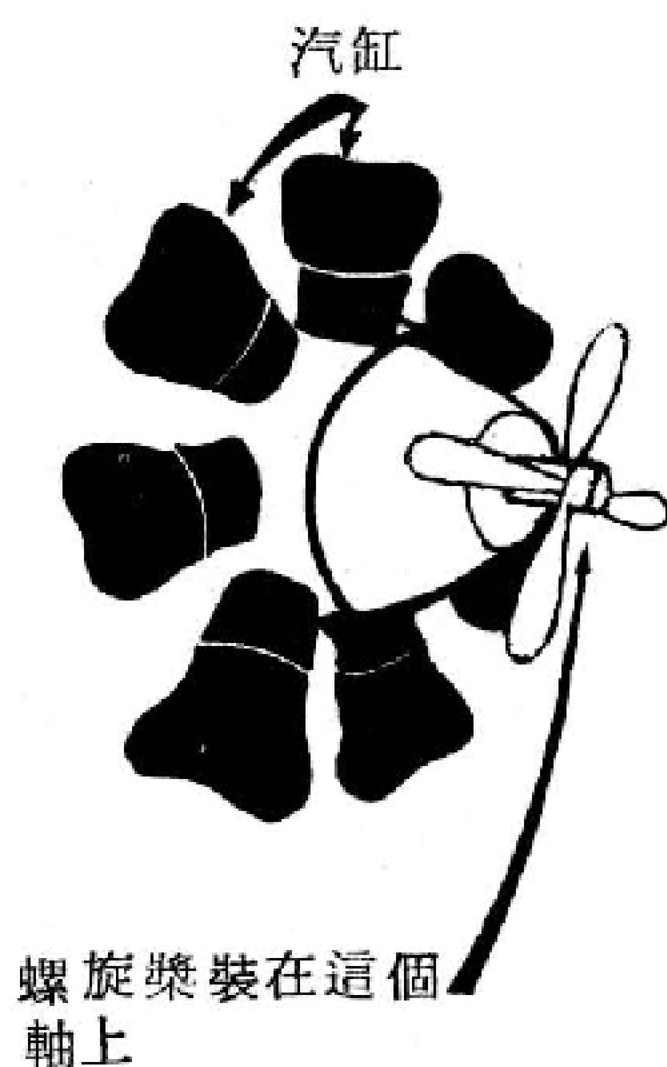


圖 9 — 222　星形發動機

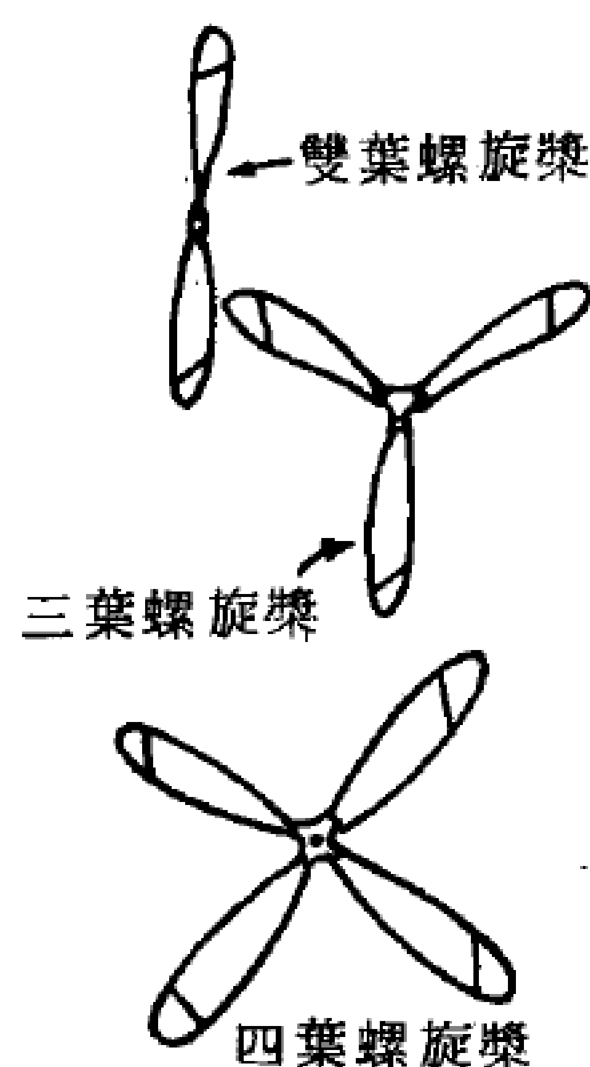


圖 9 —223

螺旋槳可能有兩個、三個或四個葉片如圖 9 — 223所示，而每個葉片可看作一把杓。當螺旋槳穿過空氣而運動時，就“舀上”空氣，且把它往後推。若以分子觀點看這種作用，則是空氣分子剛好在螺旋槳葉之後暫時被推擠在一起。換言之，螺旋槳葉的“杓子”效應，在它們之後產生了高壓區，因此，葉片背部所受的空氣分子的轟擊，較前部強烈。在葉片背部上的合成壓力，把葉片向前推動。因此，螺旋槳就牽引飛機，在空氣中前進。

當機翼通過空氣向前移動時，加在翼上的上升作用力把飛機支持在空中。機翼在頂部稍爲彎曲，其前緣較重且伸延到薄尖的尾緣如圖 9 — 224。當機翼向前運動時，便把空氣推開。掠過機翼的空氣，必須沿著一條彎曲的路線運動。由於彎曲的路線較長，故空氣分子實際上就必須散開一些。這表明剛好在機翼上的空氣分子，比剛好在翼下的空氣分子少。在任何一個表面上的氣壓，是由該表面上之空氣分子的數目所決定的。因爲機翼面下的分子較多，機翼下的氣壓就比機翼上的大。換言之，當機翼穿過空氣被推向前



圖 9 — 224
空氣在機翼之上和之下流動

時，在其上便有一個向上的推力，而這就提供了把飛機擧在空中的升力。

我們亦必須引導或操縱飛機，使它不但能夠向左或向右運動，並且能夠向上或向下運動。方向的操縱，是由機翼裏的和機尾上的可動控制面完成的。這些控制面稱爲“副翼”（*aileron*）、“升降舵”（*elevator*）”和“左右舵”（*rudder*）（如圖9—225）。

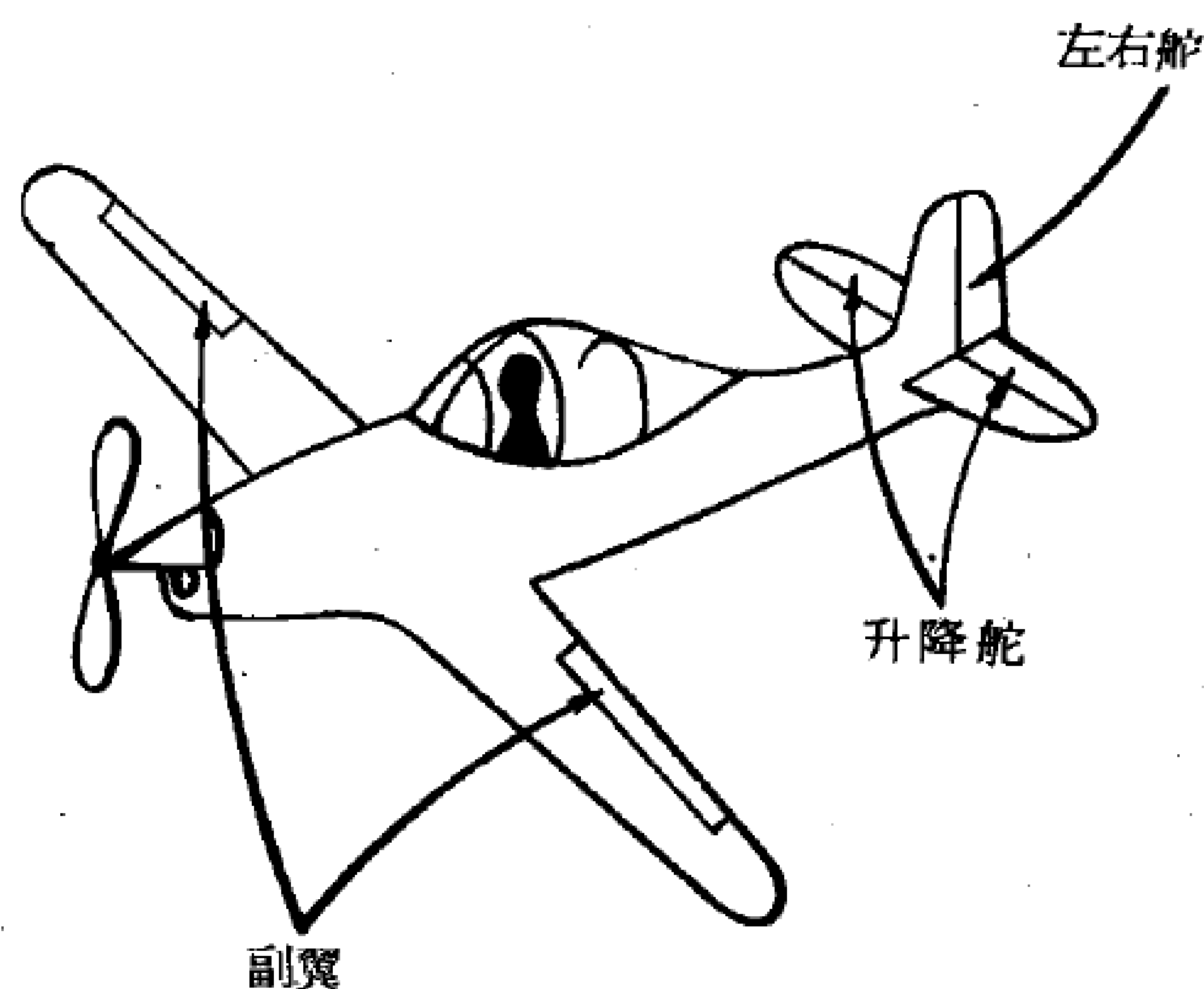


圖 9 · 225

機尾有一直尾翅和兩個穩定面，它們使飛機得以在飛行時保持平衡。連在穩定面上的是兩個可動面，叫做升降舵。當飛行員操縱控制桿或控制輪時，升降舵便向上或向下運動。當它們向下運動時，在它們之下的空氣壓力便比在它們之上的大。結果機尾被推向上。這表明飛機向下駛或作俯衝。另一方面，假如升降舵被推向上，那麼，機尾便被推下，而飛機就向上升起。

副翼是沿著機翼後緣的可動部分。每個翼有一副翼，用桿索把它們連接，一個副翼向下運動時另一個會向上運動。副翼使飛機能夠傾斜或側向傾斜。這是非常重要的操縱，特別在飛機轉彎時益形重要；因爲當一個副翼向上運動時，在它頂端的氣壓強使機翼下垂。與此同時，另一個副翼則向下運動，而迫使它那邊的機翼向上。因此，飛機會根據副翼運動的方向而向左或向右廻旋。

左右舵幫助轉彎。當飛行員操縱踏板時，它使舵向右或向左。假如

使它向右，作用在它上面的空氣壓力就使機尾移向左方。這個動作與副翼的運動結合起來，便使飛機傾斜和轉彎。單用左右舵的控制，是難以使飛機轉彎的。卽使以左右舵來迫使機尾擺向左邊或右邊，飛機的向前運動會使它繼續在原來的方向運動。換言之，飛機在轉彎以前，會沿著原來的運動方向向前滑行一段距離；但假如能夠同時利用副翼使飛機傾斜，整架飛機就能夠容易地轉彎。

在大型飛機中，飛行員的臂力不夠強，不能單獨一人移動控制面。它們太大了，要很大的氣力才能移動。因此，便要應用電動機或其他類似的裝置。飛行員操縱控制設備而使電動機轉動，然後，由電動機使副翼、升降舵和左右舵運動。

【食物照射器】(Food illuminator)

使用一個大約 30,000 居里 (*curie*) 的鈷 - 60 每小時能處理 1,000 雷得 (*rads*) 照射 75 磅的食品，這種照射器已經在許多研究所開始運轉。這些裝置最重要的是在深筒裏裝水以便爲操作的人員遮蔽輻射線。放射性同位素源安置在兩個正方形金屬板，一個控制系統把食品裝在防水的容器中降到放射源之間或邊緣上的位置。

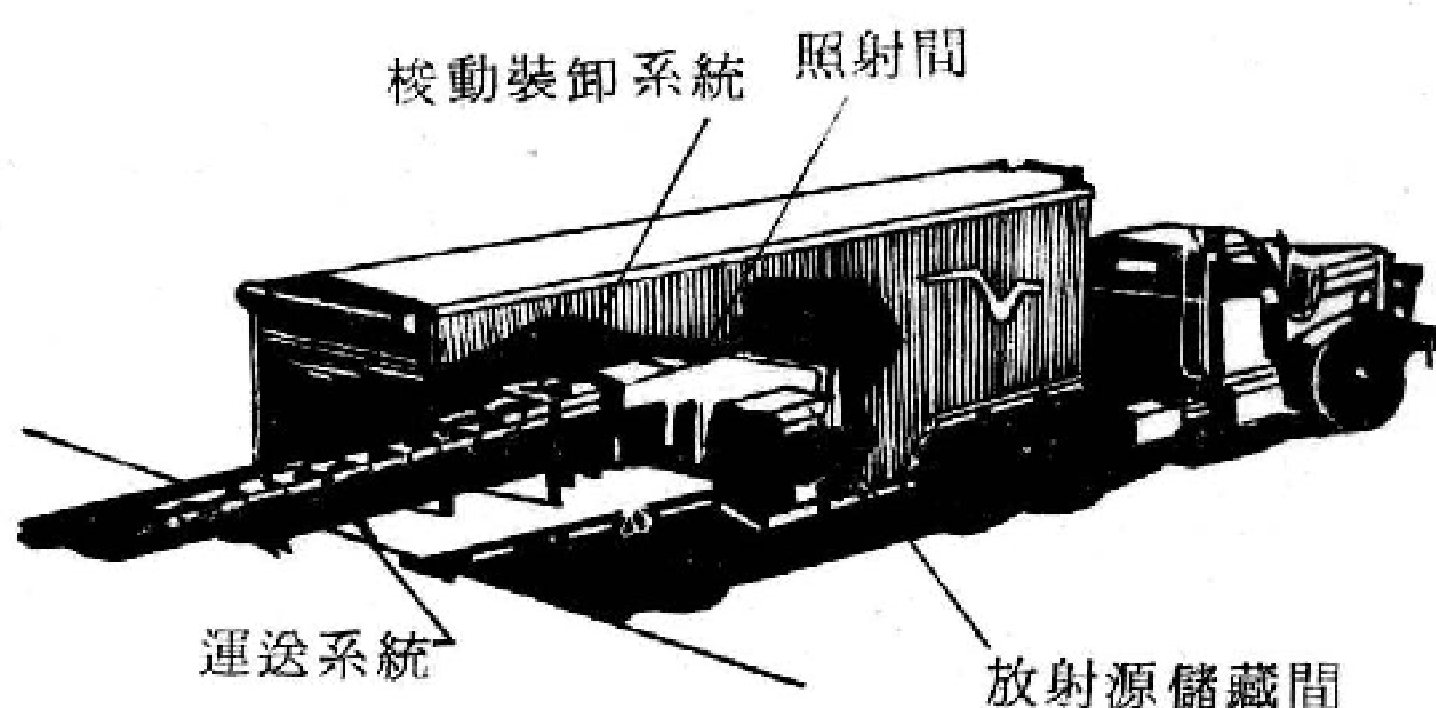


圖 9 — 226 可移動的照射器

可移動的照射器在水果的保藏上有特殊的利用價值，實施輻射線巴斯德殺菌的地方離收穫地點愈近，愈利於品質和味道的保存，並且可以減少腐敗。可資運送的輻射線單位，能有效地跟隨著收割莊稼的人群而轉移。

一個 *A.E.C.*（美原子能委員會）可行性的研究，指出一個可移動的電子加速器或一個可移動的鈷 - 60 照射器，可以使用在上述的目標中。而且可移動的鈷裝置的實驗也正在計劃中。

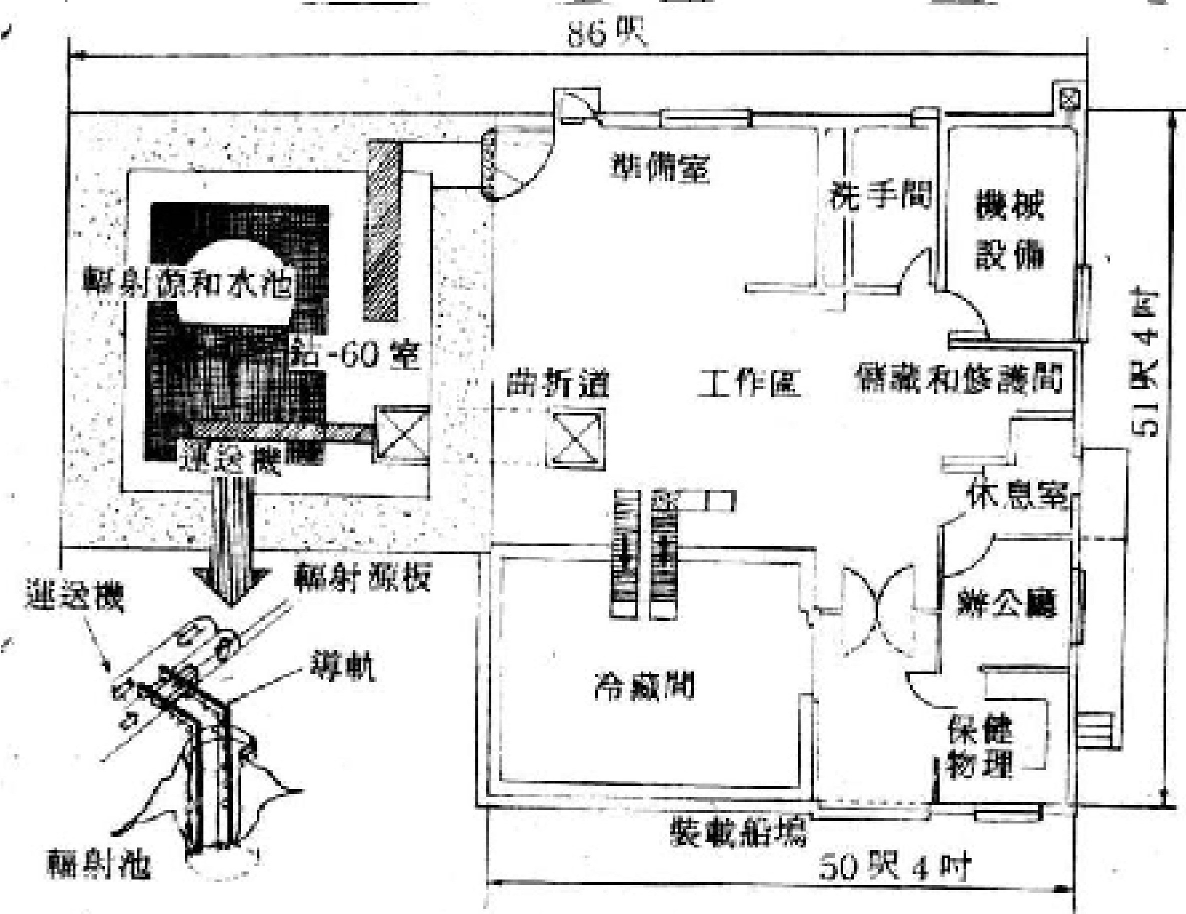


圖 9 — 227
MPDI船隻漁獲品發展照射器的平面圖

鮮魚因爲迅速的施行巴斯德殺菌法而獲得最大的效用。麻省格羅西斯特地方的一座船隻漁獲品發展照射器（*MPDI*），如圖 9 — 227所示。已經具有接近商業應用的規模。目前正計劃示範輻射線處理鮮魚的可行性和研究它在經濟上的使用價值。這項固定裝置採用一個鈷 - 60 輻射源使用大約 250,000 居里的強度，將在每小時內使 1,000 磅的食品獲得 500,000 *rads* 的劑量，成袋的鮮魚肉，每袋重 10 磅、20 磅或 30 磅將從正方形的輻射源的上方和下方通過。它也能處理 100 磅以上的其他容量的包裝。

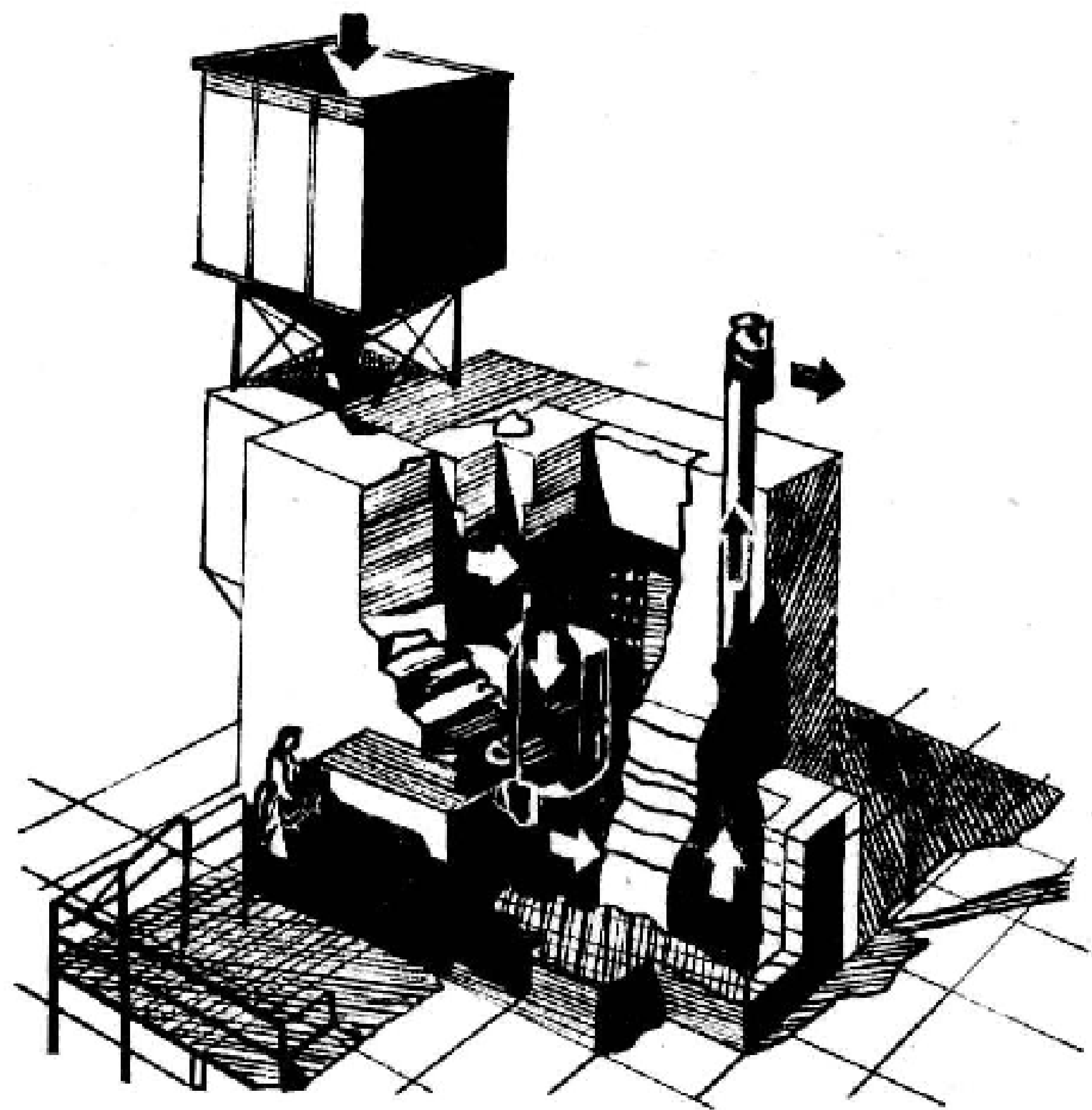


圖 9 — 228 鈷 - 60 穀粒照射器

穀類、碾過的麪粉或其他包裝的小麥製品，其殺蟲工作同樣也很容易使用輻射線處理。

*A.E.C.*和農業部計劃了一項合作研究的方案使用一個固定裝置的照

射器在喬治亞州薩凡娜的昆蟲研究所。如圖9－228這個照射器使用20,000居里的鈷－60 放射源能夠在一小時內以15,000到25,000 *rads* 的劑量處理5,000磅食品。

【食物鏈】(Food chain)

食物鏈是指任何物質由第一個吸收它的生物，經由植物和動物體到達人體內所經的路徑。這種物質也可以是從落塵（*fallout*）來的放射材料。

【首次放射】(Primary emission)

即一次放射。

詳閱"一次放射（*Primary emission*）"條。

十　　畫

【倍比定律】(Law of multiple proportion)

當甲、乙二元素能組合成多種化合物時，與定量之甲元素化合之乙元素，其質量間必成一簡單之整數比。

【倍音】(Over tone)

倍音即泛音。各種發聲體的倍音都不相同，我們聽著各種樂器，由於它們的倍音——只有由於它們的倍音——才辨得出我們所聽的是黑管(*clarionet*)、短笛(*flute*)，還是四絃琴(*fiddle*)。人耳聽力的範圍對於基音是足夠包括的，但倍音卻高到聽覺的極限。有些甚至遠遠地超過了我們的聽覺範圍。小提琴的倍音比短笛的多而高，否則它們的聲音便相同了。不過從前我們的揚聲器不能把這非常高的倍音重新產生出來，因而小提琴所發的聲音簡直像短笛。

【倍進器】(Scaler)

一種電子計數器，它能迅速地把從蓋氏計數器(*Geiger counter*)或其他輻射偵檢器(*radiation detector*)所送出來的輻射感應脈衝計數起來。它因為有一定的倍進因數，可以減少進入該計數器之脈衝，所以能很快地計數。

【倍增時間】(Doubling time)

在滋生反應器(*breeder reactor*)中，當最後所生產出的可裂材料之量完全等於在核心所產生的量再加上燃料循環(*fuel cycle*)中(鑄造、再處理等)之量時，所需的時間稱為倍增時間。據估計，典型快滋生反應器之倍增時間約為 10 年到 20 年之久。

【倍頻】(Frequency multiplication)

這是一種振盪變換，在這種變換中，可以由一種振盪獲得頻率為原振盪頻率整倍數的另一振盪。倍頻通常是在非線性導體中實現的。非線

性導體使振盪波形發生失眞（ *distortion* ），產生出該振盪的強烈諧波，而所需的諧波則利用調諧於此諧波頻率的振盪迴路分離出來。例如在帶主振器的短波與超短波發射機內便應用著倍頻，因爲主振器，特別是石英穩定主振器，在較低的頻率比較容易裝製一些；然後利用倍頻轉換成與所需要短波或超短波相應的頻率。倍頻還應用於各種不同的測量電路內。

【倍頻放大器】（ **Multiplier** ）

發射機之倍頻級是將輸入之頻率提高二倍或三倍而輸出者。

【倍頻器】（ **Frequency multiplier** ）

卽頻率倍增器。

參閱“頻率倍增器（ *Frequency multiplier* ）”條。

【倍壓發電機】（ **Voltage doubler generator** ）

將電容器串聯電路作適當的安排如圖10－1，可使電源輸出的直流電壓節節升高。此種倍壓電路，常與電阻器構成網路。1966 年紐約世界博覽會中，曾展出美國*G E*電器公司設計的一座串級火花式超高壓發電機（ *cascade spark super high tension generator* ），利用串聯電容器火花放電的衝擊電壓，把電源電壓逐級爬升到一千萬伏特的極高電壓，造成 30 呎長的人工閃電奇觀，可謂繼范得格拉夫靜電高壓發電機以後的另一個極端的例子。

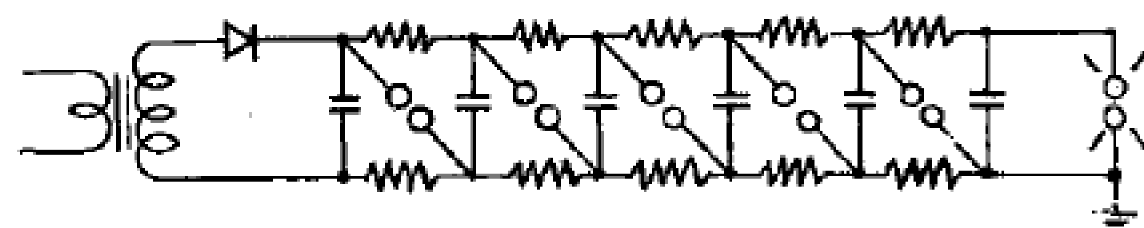


圖10－1　極高電壓倍壓發電機

【倍壓器】（ **Voltage multiplier；Voltage doubler** ）

在電子管整流器電路中，利用電容器使整流電路的整流輸出構成串聯充電，可使整流輸出電壓加倍，在輕便式電子裝備或交直流兩用式小型收

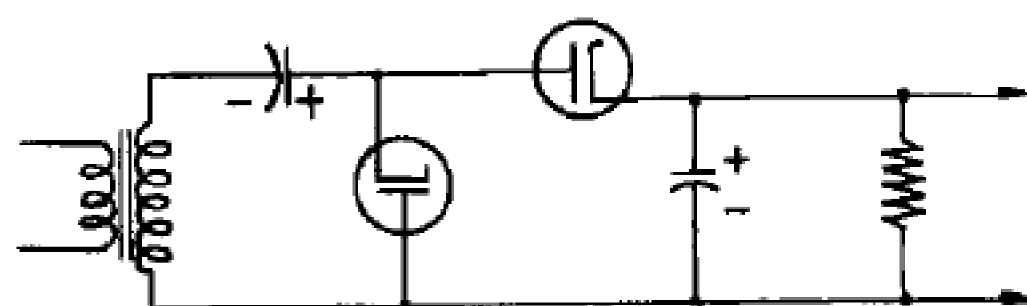


圖10－2　倍壓器 0730

音機中使用非常普遍。圖10—2所示為一最簡單的倍壓器。較複雜之倍壓電路，可使整流輸出加至三倍或四倍以上。

【倣放射效應物質】(Radiominatic substances)

能對生物引起與游離輻射相似效應的化學物質。

【倒*L*天線】(Inverted L antenna)

將天線屈成水平與垂直兩部，但水平比垂直部分為高。

【倒立擺】(Reversible pendulum)

倒立擺主要使用於短週期、小振幅的精密地震計，並可用作地震波加速度的測定，就是用在測定衝擊程度用的加速度地震計之上。即以豎直擺 (*vertical pendulum*) 倒立而支持其下端，並用彈簧平衡使其不倒。適當的調節此擺彈簧的強度，可以使其固有週期比豎直擺增加或減少。

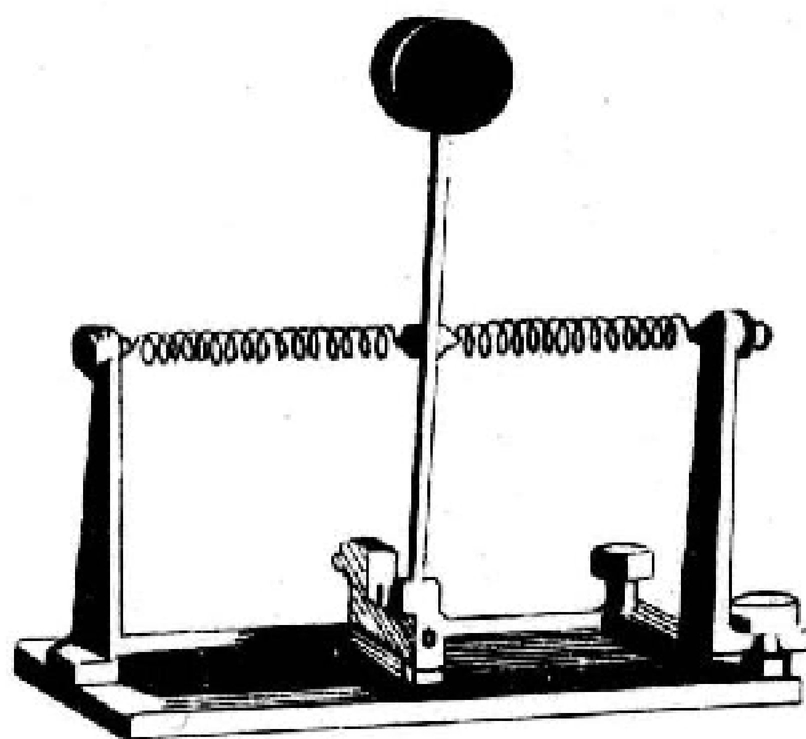


圖10－3　倒位擺

設其週期為T，擺墜重量為m，繞轉動軸O的轉動慣量為I，轉動軸與重心間距離為h，重力加速度為g，則

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{\varepsilon - mgh}}$$

式中ε為與彈簧的彈性有關之比例常數，因此ε值越與mgh相近，倒立擺的週期越大；相反的，ε值遠比mgh大，週期則變小。

【倒用電子管】(Inverted electron tube)

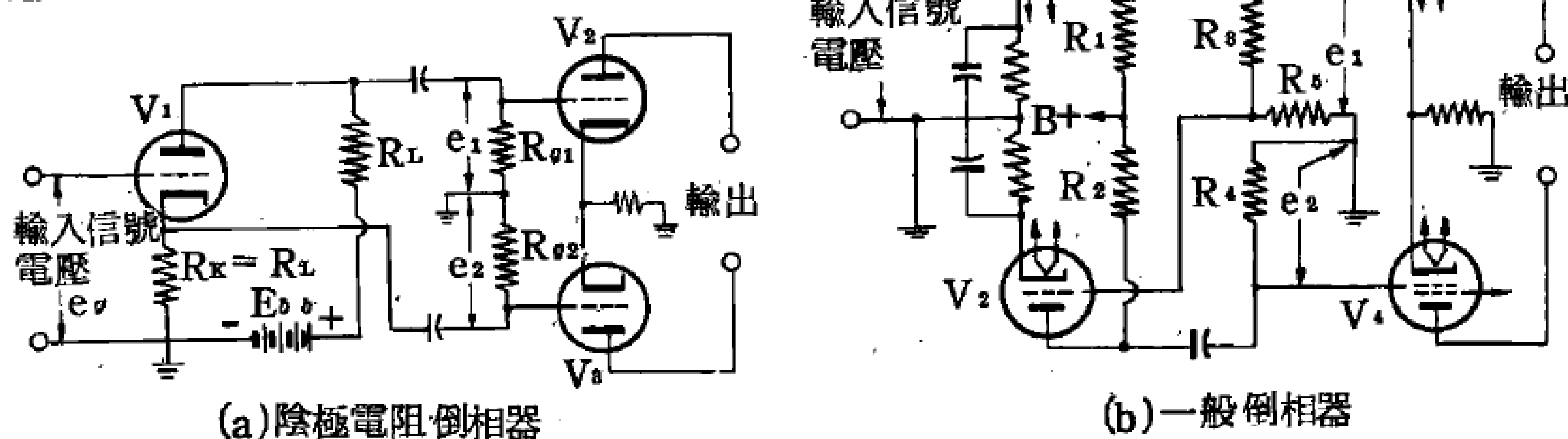
倒用電子管是屏柵顛倒使用的電子管，其最大目的在把信號電壓的振幅減低，將高的電壓加入屏路，柵路作輸出，輸出弱的信號電壓。

【倒相】(Phase reversal)

相位的改變為180度者，稱為倒相。

【倒相器】(Phase inverter)

在推挽式放大器（*push-pull amplifier*）中，因所用變壓器受體積、重量和價格的限制，並不滿意。最好是不用變壓器，而能得到



(a)陰極電阻倒相器　(b)一般倒相器

圖 10 — 4

兩個相位相差 180° 的信號，完成這種要求的電路叫倒相器。如圖 10 — 4 所示，是兩種最為普遍的倒相電路。

【 I 】陰極電阻倒相器

如圖 10 — 4 (*a*)，是用一個電子管構成的倒相器，當然此種電路非常經濟。其倒相法，是將屏極總負載電阻分成兩相等部分，圖中電子管 V_1 的輸出電壓也分為兩個相等的電壓，但是一個由屏極電路輸出，另一則由陰極電路輸出。因為屏極電路電阻 R_L 與陰極電路電阻 R_K 的值相等，並且兩電阻都有相同的屏極電流流過，因此兩電阻所產生的電壓降也相同。屏極電路 R_L 的輸出電壓與控制柵輸入信號電壓的相位差 180 度，而陰極電路電阻 R_K 的輸出電壓則與控制柵輸入信號電壓同相，所以兩個輸出信號電壓間的相位也差 180度。當一正輸入信號電壓加在控制柵電路時，電子管（ V_1 ）屏極的電壓下降，R_L 與屏極接端，電壓趨向於負，R_K 與陰極接端的電壓，同時趨向於正。

電子管 V_1 的兩個反相輸出信號電壓，經直流隔離電容器及控制柵電阻（ R_{g_1} 及 R_{g_2} ）送到推挽放大器的兩個電子管（ V_2 及 V_3 ）上。推挽放大器的輸入信號電壓（ e_1 及 e_2 ）則呈現在控制柵電阻（ R_{g_1} 及 R_{g_2} ）的兩端。推挽放大器的控制柵偏壓，是由公共陰極電阻所產生的

電壓降提供。

圖的倒相器電路，其陰極電路電阻R_K沒有並聯旁路電容器，因此在電阻R_K兩端的電壓降就會引起退化反饋作用（*degenerative feed-back action*），並且將影響電子管V_1的屏極及控制柵電路。事實上，陰極電路電阻R_K的輸出信號電壓反饋至電子管V_1的控制柵電路，使倒相器本身的放大作用減低，因此輸出信號電壓（e_1或e_2）都比輸入信號電壓稍小，當然輸出信號電壓（e_1與e_2）的和比輸入信號電壓的二倍低。由於一個優良品質的推挽放大器輸入信號用變壓器較一電阻耦合式倒相器貴，所以為了能達倒相的目的，倒相器的放大能力如何也就不關緊要了。

【Ⅱ】一般倒相器

如圖 10—4(*b*)，是一個普通被應用在推動推挽式放大器的倒相器。在此電路中，三極管V_1推動推挽放大器的電子管V_3，推動的方法是用常見的電阻耦合式。倒相作用則為由電子管V_2所完成，電子管V_1的部分輸出電壓加在電阻R_5上，也就是利用電子管V_1的部分輸出電壓，加在電子管V_2的控制柵，作為電子管V_2的輸入信號電壓用。由於電子管V_1的屏極輸出電壓與輸入信號電壓反相，因此與輸入信號電壓有180度相差的部分輸出電壓，加在電子管V_2的控制柵電路後，電子管V_2的輸出電壓就與電子管V_1的輸出電壓反相。因此由電子管V_2所推動之電子管V_4的輸入信號電壓e_2，與電子管V_3的輸入信號電壓e_1成180度的反相。如果所選擇的電阻R_5與電阻R_3的比值恰當的話，電子管V_2的輸入電壓乘其增益（放大倍數）必等於電子管V_1的輸出電壓e_1。為使電子管V_1、電子管V_2的輸出電壓相等，（R_3＋R_5）/R_5的比值必須等於電子管V_2的增益（放大倍數）。電子管V_2的輸入信號電壓非常的小，可說此電子管之放大能力幾乎完全被浪費了，電子管V_1及V_2兩者的總放大作用，在此也只是等於一個單一電

子管的放大器而已。同時，此種倒相器由於多用一電子管，價格也增加。

假如輸入信號電壓爲負，電子管 V_1 的輸出電壓則爲正，因此電阻 R_5 的電壓是正的，加於電子管 V_2 控制柵的輸入電壓也是正的，結果電子管 V_2 的屏極電流增加。由於電子管 V_2 的屏極電流增加，屏極電阻 R_2 的電壓降也隨之增加，屏極輸出爲負。因此電子管 V_1 的屏極輸出壓爲正時，電子管 V_2 的屏極輸出壓爲負，反之亦然，所以兩管（V_1 及 V_2）的輸出信號電壓相位相差180度。

【倒置矩陣】（ Inverse matrix ）

對一矩陣 A，若有一矩陣 X，使

$$AX = XA = I$$

則 X 稱爲倒置矩陣，以 A^{-1} 表示之。從定義可知，若矩陣 A 有倒置矩陣 A^{-1} 存在，則 A 必爲正方矩陣。此類矩陣稱爲非奇異（ *nonsingular* ）矩陣；若無倒置矩陣 A^{-1} 時，矩陣 A 稱之爲奇異矩陣。由倒置矩陣的定義可知

$$(AB)^{-1} = B^{-1}A^{-1}$$

【倒像】（ Inverted image ）

針孔照相，就是光線直進的證明。如圖 10—5中，燭焰 AB 間各點所發的光都依直線通過針孔，所以其像必爲倒像，又因其爲實際光線集合而成，故亦稱爲實像（ *real image* ）。

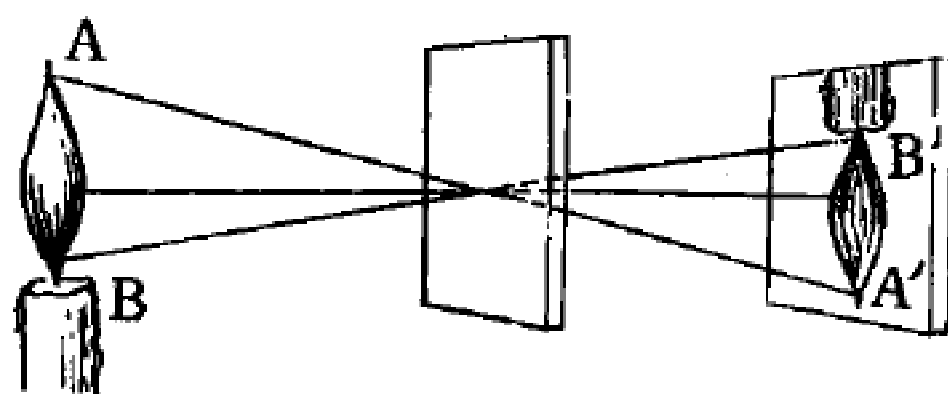


圖10—5

【候用】（ Stand-by ）

收發機運用中止時，用一開關控制高壓不繼續供電，但低壓仍繼續供電。

【修正透鏡】（ Correcting lens ）

又稱修正板（*correcting plate*）爲周凹中凸之透鏡，專用於爲攝影之史密特遠鏡內，能將通過之光線或分或聚，使達到反射鏡之光線由修正透鏡集中在一彎曲焦面上，故修正透鏡在史密特遠鏡內擔負重大作用。史密特遠鏡使用修正透鏡之直徑代表其鏡徑，原因在此。

【修整電容器】（Trimmer capacitor）

一小型之半固定電容器，藉改變其容量以配合無線電接收機或其他無線電儀器之調諧電路之諧振範圍者，這個電容器與調諧電容器並聯，僅在調整調諧電路時才加以調節。

【倪耳】（Louis Eugeue Felix Neel 1904 - ）

生於法國里昂。在史特拉斯堡大學物理研究所是鐵磁性理論大師外司（*Weiss*）的學生，1928 年獲博士學位後留校任教，1945 年任格勒諾勃（*Grenoble*）大學教授及核子研究中心主持人。對反磁鐵性和鐵淦氧磁性（*ferrimagnetism*，指鐵氧和某種兩價金屬*M*的化合物 $MOFe_2O_3$ 的磁性）的基本研究，在固態物理學上有極重大的應用。1970 年獲諾貝爾物理學獎。

【倪耳溫度】（Neel temperature）

反鐵磁性（*diamagnetic*）物質的原子自身具有磁矩，但其晶體沒有淨磁性，這是由於量子力學的效應，以及原子之間的相互作用，使相鄰原子或磁域的磁矩方向相反排列，這種排列與溫度有密切的關係。在一特殊的臨界溫度之下，溫度愈低，磁矩交互反向排列的趨勢愈大。可是當溫度高於此臨界溫度時，原子磁矩就表現出突然地任意排列，這種狀態的突然轉變可以從比熱曲線上得知。因此在臨界溫度時，鐵磁性物質的磁化率在對溫度變化的曲線上有一極大值，這臨界溫度即稱爲倪耳溫度。

【冥王星】（Pluto）

冥王星於 1938 年爲勞威爾（*Lowell*）天文臺的湯包（*Tombau-*

gh ）所發現 。在發現之前，海王星的觀測位置並不在預定時間而與其週期離開甚多。但天文學家勞威爾和俾克林（*Pickering*）已求出海王星的攝動的行動不足以說明天王星運動中的變遷。他們計算在天空中雙子星座（*Gemini* ）δ 星位置附近當有攝動的天體在海王星軌道外時應加測定。湯包所發現冥王星的位置即爲接近於此預定的位置，但冥王星的預行測算的質量比由其他資料所估計者爲大。最近庫伯（*Kuiper* ）在帕羅瑪（*Polomar* ）天文臺測定冥王星的直徑爲5,700 公里（約爲地球的一半）。其密度爲 $35 gm/cm^3$ ，其軌道離心率（ 0.249 ）雖與水星的（ 0.206 ）相差不遠， 但其與鄰近行星的軌道相交，故有人認爲冥王星原爲海王星之一衞星由引力場中被脫離者。

【凌日】（ Transit ）

天體之通過子午線，小天體之經過較大天體表面。

【凍結場】（ Frozen-in fields ）

完全導電的流體牽住磁力線的情形，若將磁場設法生在完全導電的流體中，流體運動時將攜帶著這些磁力線及其中的磁場能量。若流體被壓縮，則磁場也被壓縮，若流體中發生亂流，則磁場就亂七八糟了。

【剛性係數】（ Modulus of rigidity ）

在正比限度內，簡單的虎克定律（*Hooke's law*）與實驗的結果非常符合，也就是說，在一個自由度（*degree of freedom*）的問題裏，如果施以均勻的正應力（*normal stress* ），則應變與應力有 $s_{11}=E\varepsilon_{11}$ 的關係，s_{11} 爲應力，E 爲楊格彈性係數（*Young's modulus*）是不變的比值，可從實驗決定，在三維問題這種關係被描述爲

$$\sigma_x = s_{11} = c_{11}\varepsilon_{11} + c_{12}\varepsilon_{22} + c_{13}\varepsilon_{33} + c_{14}\varepsilon_{23} + c_{15}\varepsilon_{31} + c_{16}\varepsilon_{12}$$

$$\sigma_y = s_{22} = c_{21}\varepsilon_{11} + c_{22}\varepsilon_{22} + c_{23}\varepsilon_{33} + c_{24}\varepsilon_{23} + c_{25}\varepsilon_{31} + c_{26}\varepsilon_{12}$$

$$\sigma_z = s_{33} = c_{31}\varepsilon_{11} + c_{32}\varepsilon_{22} + c_{33}\varepsilon_{33} + c_{34}\varepsilon_{23} + c_{35}\varepsilon_{31} + c_{36}\varepsilon_{12}$$

$$\tau_{yz} = s_{23} = c_{41}\varepsilon_{11} + c_{42}\varepsilon_{22} + c_{43}\varepsilon_{33} + c_{44}\varepsilon_{23} + c_{45}\varepsilon_{31} + c_{46}\varepsilon_{12}$$

$$\tau_{zx}=S_{31}=c_{51}\varepsilon_{11}+c_{52}\varepsilon_{22}+c_{53}\varepsilon_{33}+c_{54}\varepsilon_{23}+c_{55}\varepsilon_{31}+c_{56}\varepsilon_{12}$$

$$\tau_{xy}=S_{12}=c_{61}\varepsilon_{11}+c_{62}\varepsilon_{22}+c_{63}\varepsilon_{33}+c_{64}\varepsilon_{23}+c_{65}\varepsilon_{31}+c_{66}\varepsilon_{12}$$

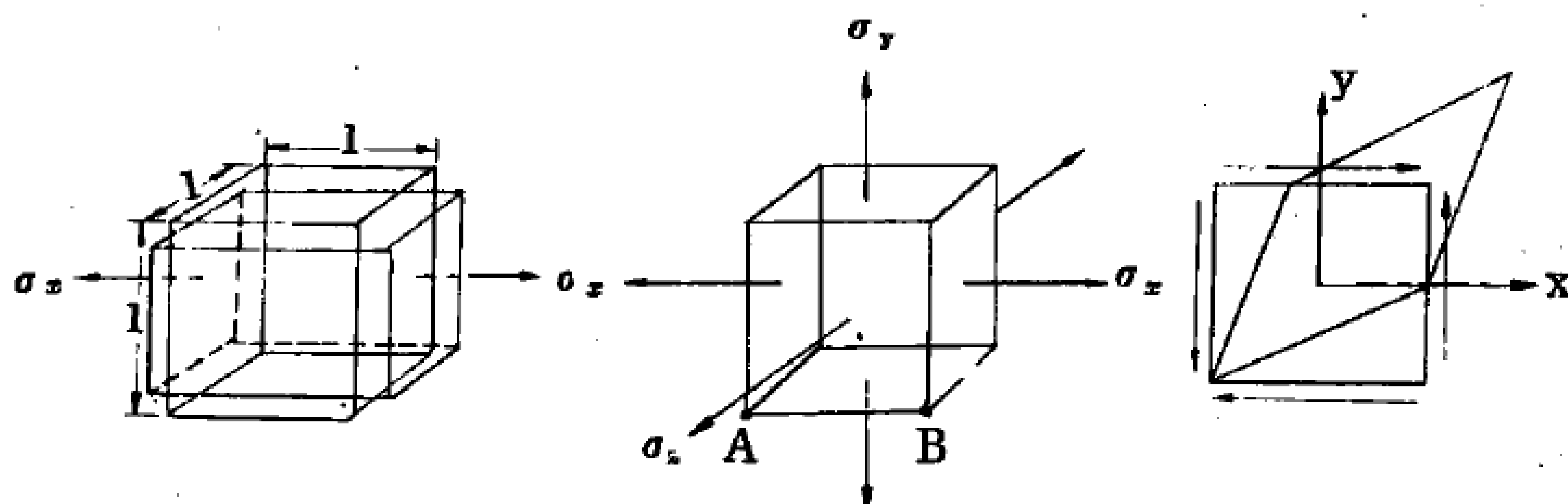
此36個 c_{ij} ($i, j = 1,2,3,4,5,6$) 稱爲彈性係數。如果物質爲無向性，則很多 c_{ij} 等於 0，而其餘的可以被兩個參數代表之，如果該物質有均勻性，則體內各點 c_{ij} 都相等。至於一般的情形，要想解這些係數殊非易事。

其次，在實驗結果的支持下，我們必須做如下之假定：

1. 正應力，不導致 x, y, z 面之切應變(*shearing strain*)的改變。

2. 切應力(*shearing stress*)，不導致 x, y, z 面之正應變(*normal strain*)的改變。

3. 在微變形(*infinitesimal deformation*) 之下，重疊律(*superposition law*)存在。



(a) 單軸正應力 σ_x 之作用　　(b) 三軸正應力　　(c) 單切應力之作用

圖 10 — 6

根據這種假定，我們試分析圖 10 — 6 (*a*) 之單位正立方體。先假設只有正應力 σ_x 作用其上，則此立方體在 x 方向之 $\overline{AB}$ 邊增長爲

$$\varepsilon_{11} = \sigma_x / E$$

而伴隨著這項變形，y, z 方向的邊長必須收縮，可寫爲

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\nu\ (\sigma_x / E)$$

ν 稱爲帕松比值(*Poisson's ratio*)，在彈性限度內 ν 保持不變。同

理我們依次地以σ_y, σ_z，作用於此立方體時，由無向性關係，$\overline{AB}$邊分別增長

$$-\nu(\sigma_y/E)(1+\sigma_x/E)=-\nu(\sigma_y/E)-\nu(\sigma_x/E)(\sigma_y/E)$$

$$-\nu(\sigma_z/E)(1+\sigma_x/E)=-\nu(\sigma_z/E)-\nu(\sigma_x/E)(\sigma_z/E)$$

因爲σ_x/E，σ_y/E及σ_z/E，均爲微量之改變，故上二式之二級微量可容忽略。換言之，根據重疊定律知，當σ_x, σ_y及σ_z同時作用於此單位正立方體時，$\overline{AB}$邊共增長

$$\varepsilon_{11}=\frac{1}{E}[\sigma_x-\nu(\sigma_y+\sigma_z)]=\frac{1}{E}[s_{11}-\nu(s_{22}+s_{33})] \qquad (1)$$

同理由輪換關係，知其他二軸邊增長

$$\varepsilon_{22}=\frac{1}{E}[\sigma_y-\nu(\sigma_z+\sigma_x)]=\frac{1}{E}[s_{22}-\nu(s_{33}+s_{11})] \qquad (2)$$

$$\varepsilon_{33}=\frac{1}{E}[\sigma_z-\nu(\sigma_x+\sigma_y)]=\frac{1}{E}[s_{33}-\nu(s_{11}+s_{22})] \qquad (3)$$

至於單切應力的作用，則如圖10—6(*c*)所示，根據實驗以及無向性可寫爲

$$\varepsilon_{12}=\frac{1}{2\mu}s_{12} \quad \varepsilon_{23}=\frac{1}{2\mu}s_{23} \quad \varepsilon_{31}=\frac{1}{2\mu}s_{31} \qquad (4)$$

式中μ稱爲剛性係數。由於我們已經假定正應力對切應變無影響，切應力對正應變亦無影響，因此應力所造成之應變場的全部現象，就以(1)到(4)表現。換言之，在均勻性、無向性之彈性限度內，應力與應變之關係，可以取三個參數E，ν，μ完全描述。不過這三個參數中，只有二個參數是獨立的。爲了證明這點，讓我們舉一特殊的

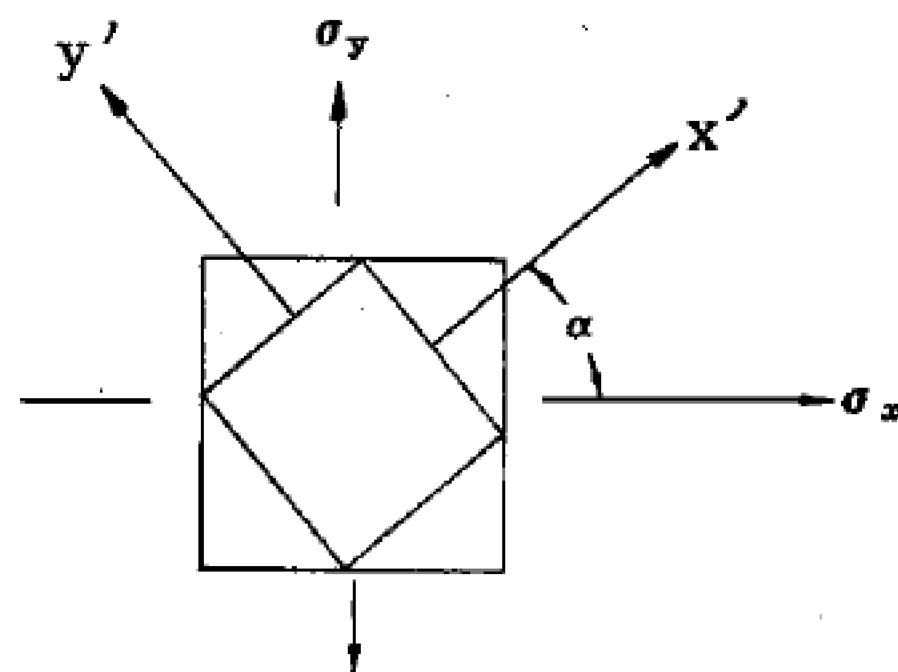


圖10—7　平面應力

問題，如圖 10－7 所示之平面應力來說明。

假設 $s_{23}=s_{31}=s_{33}=0$，則（1）至（4）諸公式可被改寫為

$$
\begin{aligned}
\varepsilon_{11} &= \frac{1}{E}(s_{11}-\nu s_{22}) \\
\varepsilon_{22} &= \frac{1}{E}(s_{22}-\nu s_{11}) \qquad (5) \\
\varepsilon_{12} &= \frac{1}{2\mu}s_{12}
\end{aligned}
$$

其餘之應變分量均為 0。如果轉換坐標軸，其轉角為 α，則在新坐標系中個別之應力與應變為

$$
\left.
\begin{aligned}
s_{11}' &= \frac{s_{11}+s_{22}}{2}+\frac{s_{11}-s_{22}}{2}\cos 2\alpha+s_{12}\sin 2\alpha \\
s_{22}' &= \frac{s_{11}+s_{22}}{2}-\frac{s_{11}-s_{22}}{2}\cos 2\alpha-s_{12}\sin 2\alpha
\end{aligned}
\right\} \qquad (6)
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
\varepsilon_{11}' &= \frac{\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}}{2}+\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\cos 2\alpha+\varepsilon_{12}\sin 2\alpha \\
\varepsilon_{22}' &= \frac{\varepsilon_{11}+\varepsilon_{22}}{2}-\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\cos 2\alpha-\varepsilon_{12}\sin 2\alpha
\end{aligned}
\right\} \qquad (7)
$$

由於我們所討論的彈性體是無向性的，因此彈性常數為恆值，不隨坐標系改變。換言之，即使在新坐標系，應力及應變之關係仍為

$$
\varepsilon_{11}'=\frac{1}{E}(s_{11}'-\nu s_{22}') \qquad \varepsilon_{22}'=\frac{1}{E}(s_{22}'-\nu s_{11}') \qquad (8)
$$

如果把（6）及（7）分別代入（8），並且相減，則可發現

$$
\begin{aligned}
&(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22})\cos 2\alpha+2\varepsilon_{12}\sin 2\alpha \\
&=\frac{1}{E}\left[(s_{11}-s_{22})(1+\nu)\cos 2\alpha+2s_{12}(1+\nu)\sin 2\alpha\right]
\end{aligned}
$$

然後聯合（5）的第一及第二式，我們得知

$$(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22})\cos 2\alpha=\frac{1}{E}(s_{11}-s_{22})(1+\nu)\cos 2\alpha$$

上兩式相減，並與（5）之第三式相比較，則得

$$\varepsilon_{12}=\frac{1+\nu}{E}s_{12}=\frac{1}{2\mu}s_{12}$$

故剛性係數

$$\mu=\frac{E}{2(1+\nu)}$$

如果進一步地考慮，當新坐標系恰巧重合應力主軸或應變主軸時，則將發現一項有趣的結果。譬如說，新坐標系剛好落在應力主軸上，則切應力等於0，亦即

$$s_{12}=s_{23}=s_{31}=0$$

則根據（4）知 $\varepsilon_{12}=\varepsilon_{23}=\varepsilon_{31}=0$，即該坐標系之切應變亦為0，這就是說，在均勻性、無向性之彈性體，其應力主軸和應變主軸剛巧重合。

概括說來，對均勻性、無向性之彈性體，其應力與應變的關係可被寫成

$$\varepsilon_{11}=\frac{1}{E}[s_{11}-\nu(s_{22}+s_{33})]$$

$$\varepsilon_{22}=\frac{1}{E}[s_{22}-\nu(s_{33}+s_{11})]$$

$$\varepsilon_{33}=\frac{1}{E}[s_{33}-\nu(s_{11}+s_{22})]$$

$$\varepsilon_{12}=\frac{1}{2\mu}s_{12}$$

$$\varepsilon_{23}=\frac{1}{2\mu}s_{23}$$

$$\varepsilon_{31} = \frac{1}{2\mu} s_{31}$$

或者以其反函數表示，而寫為

$$s_{11} = 2\mu\varepsilon_{11} + \lambda\theta$$

$$s_{22} = 2\mu\varepsilon_{22} + \lambda\theta$$

$$s_{33} = 2\mu\varepsilon_{33} + \lambda\theta$$

$$s_{12} = 2\mu\varepsilon_{12}$$

$$s_{23} = 2\mu\varepsilon_{23}$$

$$s_{31} = 2\mu\varepsilon_{31}$$

如果以張量（*tension*）的形式，又可重寫為

$$s_{ij} = \lambda\theta\delta_{ij} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3)$$

式中$\mu = E/2(1+\nu)$，$\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$，其中

$$\lambda = \nu E/(1+\nu)(1-2\nu)$$

此稱為拉每彈性常數（*Lame's elastic constant*）。

【剛性轉體】（Rigid rotator）

一轉動體，其慣性矩（*moment of inertia*）不受該轉體轉動的影響，為一常數。剛性分子轉體的角動量量子化，即

$$I\omega = n\hbar$$

式中I為分子在其角速度ω方向的慣性矩，n為正整數，$\hbar$為浦朗克常數（*Planck constant*）h除以2π。

【剛體】（Rigid body）

所謂剛體，是指一群質點組成的物體，質點間的相對位置（或距離）不因外界所加的力或力矩而改變。換言之，一剛體在整個運動的過程中，始終保持著原有的形狀而不變。嚴格地說，沒有一樣東西是百分之百的剛體，即使硬如鋼鐵，在很大的壓力（或扭曲）下也會有些許形狀的改變的。剛體受力後的運動情形，和質點之運動情形相同，亦可利用牛

頓力學或相對論力學做一相當完善的描述。

【剛體之平衡】(Equilibrium of rigid body)

當數力同時作用於一剛體而使剛體平衡時，移動平衡及轉動平衡兩者都須加以考慮，因此以下所列的兩個條件爲剛體平衡所不可缺少的條件：

1. 諸力的向量和必須爲 0 (移動平衡)

$$\Sigma_i \vec{F}_i = 0$$

2. 相對於任何一點的諸力矩的向量和必須爲 0 (轉動平衡)

$$\Sigma_i \vec{\tau}_i = 0$$

假如所有的力都在同一平面，以上所列的兩個條件可以簡化爲以下所示的三個代數方程式：

$$\Sigma_i \vec{F}_{ix} = 0 \qquad \Sigma_i \vec{F}_{iy} = 0 \qquad \Sigma_i \vec{\tau}_i = 0$$

因爲這三個方程式同時出現，所以必須有三個未知量始能測定在同一平面上的靜力學 (*Statics*) 問題。

【剛體之角動量】(Angular momentum of rigid body)

考慮一剛體繞一軸 Z 轉動，其角速度爲 $\vec{\omega}$ (圖 10 — 8)，其中各質點走一圓軌道，中心在 Z 軸上。例如，質點 A_i 所走之圓半徑爲 $R_i = A_iB_i$，其速度爲

$$\vec{v}_i = \vec{\omega} \times \vec{r}_i$$

式中 $\vec{r}_i$ 爲相對於原點 O (此係爲固定於慣性坐標系上之點或物體之質量中心) 之位置向量，其速度之大小爲

$$v_i = \omega R_i$$

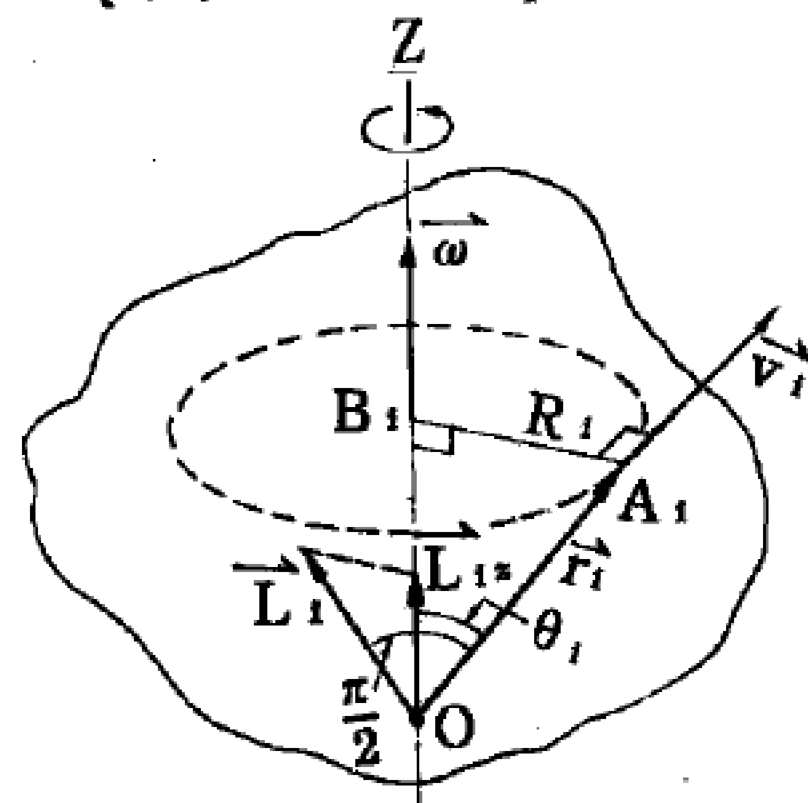


圖 10 — 8
一轉動剛體之角動量

因剛體中各質點之角速度相同。質點 A_i 相對於原點 O 之角動量爲

$$\vec{L}_i = m_i \vec{r}_i \times \vec{v}_i$$

其方向垂直於向量$\vec{r}_i$及$\vec{v}_i$所決定之平面，且位於$\vec{r}_i$及Z軸所決定之平面。此物體之總角動量爲

$$\vec{L}=\vec{L}_1+\vec{L}_2+\vec{L}_3+\cdots\cdots=\sum_i\vec{L}_i$$

且一般並不平行於轉動軸，即如圖10—8所示，總和中之各角動量$\vec{L}_i$不平行於軸。

【原子】(Atoms)

原子是組成物質的最細小微粒，無法用化學方法將之分開，是構成化學元素的基本要素。原子是由位於中央帶正電的原子核(包括質子、中子)，與繞原子核旋轉的帶負電的電子所構成。其情況與各行星繞太陽在一定軌道上旋轉相似。正常情況下，每個原子中所含電子數目剛好使總負電荷與核的正電荷相等，因此整個原子呈中性，如圖10—9。

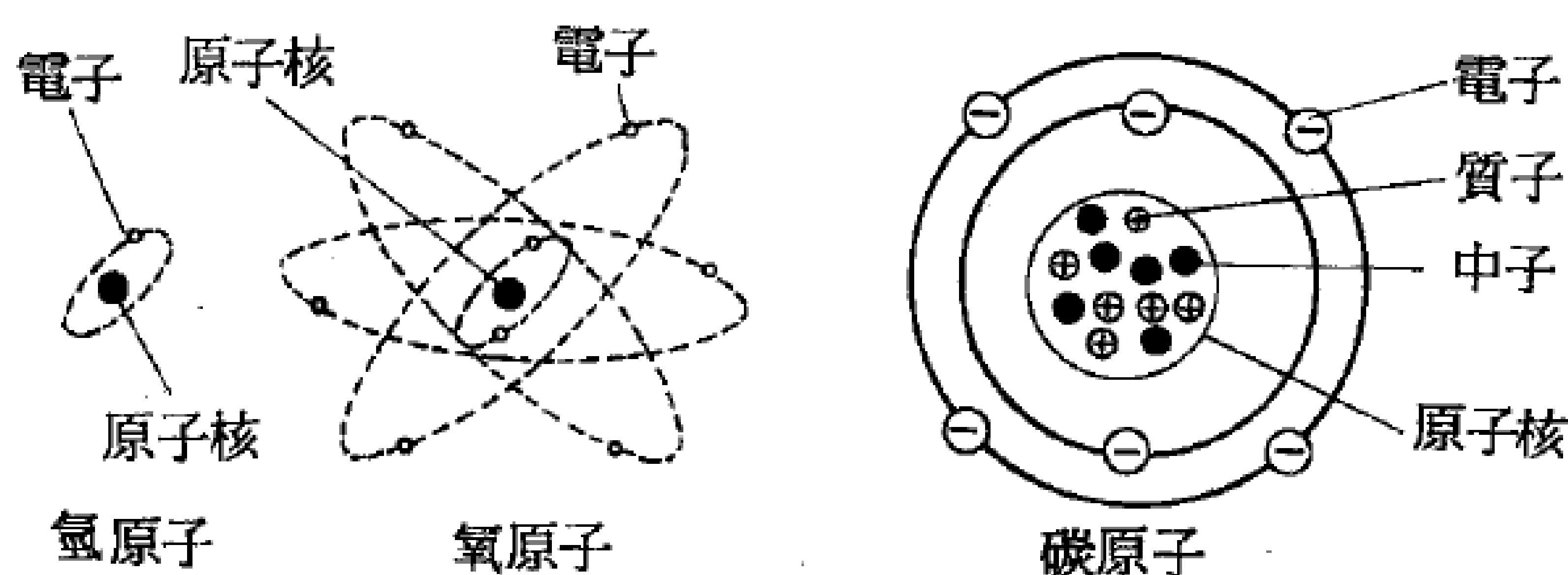


圖10—9　原子的構造

任何一種簡單物質(化學元素)都是由相同的原子所組成；不同種類的物質，像鐵、鉛、硫等，彼此不同，是因爲它們包含不同種的原子。不同元素之間的差別即在於核電荷與電子數不同之故。不同元素的化學性質不同，亦是由於原子中所含電子數不同的緣故。

原子的大小與元素的種類無關，直徑非常微小，大約爲一億分之一厘米，當大量原子集合一起構成一粒砂或一滴水，則我們能看到集合的結果。但是今日的科學尚無法把一滴水放至足夠大，使我們能夠看到單個的原子——原子就是這樣的微小。僅僅在一滴水裏，就有33萬億億個原子！這個數目寫起來，要在33後面放20個零。你試猜猜：如果你每秒鐘數一次，日以繼夜地數，要多少時間才數得完這些原子呢？要一

百萬億年！當我們知道僅僅去數一滴水裏的原子，就需這麼長的時間，由此可知原子是如何的微小。

原子核的大小比起原子更是小巫見大巫，約只有其 1/10,000 至 1/100,000 的大小。由於電子非常輕，所以原子核的重量幾佔原子重量的絕大部分。原子的重量依元素的種類而異，原子序愈大者愈重。最輕的氫原子約為 10^{-24} g， 最重的原子亦不過約為其 200 倍而已。

【原子之電子激發函數】(Excitation function of atomic electron)

電子撞擊原子使之躍遷至激發態的機率或截面，決定於入射電子的能量，此關係為電子激發函數。

【原子之激發能】(Excitation energy of atom)

原子若受光、電子或其他粒子撞擊，其電子的分佈狀態可由能量最低之基態改變而成為激發態。激發態通常不穩定，可放出光子或以其他過程失去能量而回到基態。激發態與基態的能量差稱為激發能。

【原子反應器】(Atomic reactor)

一種在受控制的速度之下，使原子分裂的設備，稱為原子反應器，亦稱原子爐。儘管名稱不同，其實即核反應器（ *nuclear reactor* ）。

【原子光譜】(Atomic spectra)

在基態的穩定性原子吸收外界的能量後，轉至不穩定之受激態的原子；這種受激態的原子會將多餘的能量以電磁波（光波也是電磁波）的形式輻射而出，本身返回至基態。若用分光鏡或其他分光儀器觀測時，受激態的原子所發射的能量呈光譜線分佈，稱為原子光譜。

原子光譜為研究原子構造的利器。由原子光譜中所得到的資料可以探知原子中電子的排列與運動（角動量）的情形。其他如電子自旋的發現，及元素週期性理論上的瞭解等，幾乎都得力於原子光譜。

原子光譜通常都呈分立的線狀，稱為線狀光譜（ *line spectra* ）。

就其產生的方式論，可分為發射光譜（*emission spectra*）與吸收光譜（*absorption spectra*）兩種。

前者是將欲測的試樣（例如氫或某種其他元素）在高溫（例如利用電極、電弧的高熱）下使原子作高速的相互碰撞而受激發光。經分光鏡或其他分光儀後，所呈現的光譜為發射光譜。至於吸收光譜，則將欲測的試樣置於發射連續光譜的光源（例如白熾燈）前，連續光譜的光源經過試樣吸收後所呈現的特性光譜即為吸收光譜（圖10－11）。

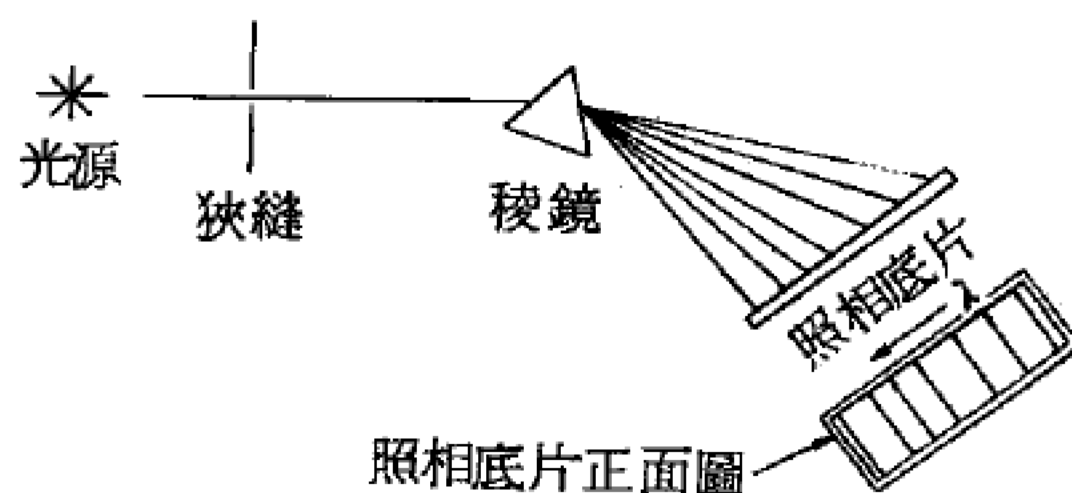


圖 10－10
量度原子光譜的實驗裝置略圖

譜線符號 H_α H_β H_γ H_δ H_ε H_ζ H_∞

λ(Å) 5,562.8 4,861.3 4,340.5 4,101.7 3,970.1 3,889.1 3,645.6

顏色 紅 藍 紫 近梢紫外光

圖10－11 氫原子光譜的可見光部分

各種不同的原子都產生不同的特性線譜，經過光譜分析後，我們可以算出每條譜線所表示的意義；由公式

$$E = h\nu$$

更可算出各線光量子的能量，h 是浦朗克常數。

【原子光譜中之選擇定則】（Selection rules in atomic spectra）

對可允許的能階置換為 $\triangle L = \pm 1$、$\triangle J = 0$ 或 ± 1、$\triangle M = 0$ 或 ± 1，其中 L 為軌道角動量，J 為總角動量，M 為磁角動量。

【原子光譜中雙線系統】（Doublet systems in atomic spectra）

軌道角動量（L）與自旋角動量（S）相同，僅總角動量（J）不同的兩態，所產生的一對光譜線。

【原子光譜之共振線】（Resonance lines in atomic spectra）

原子的發射光譜中，若躍遷的終態爲原子的基態，則所產生之光譜線爲共振線。共振線均出現於原子的吸收光譜及發射光譜中。若發射光源（如弧光）中原子的濃度甚高，共振線的中央部分被電弧中未激發之基態原子所吸收，現出自逆（*self-reversal*）效應。

【原子序】（Atomic number）

1912 年英國青年物理學家莫色勒（*Moseley*）以X射線攝譜儀（*X-ray spectrography*）研究各種元素，發現不同元素作爲X射線管中之靶時，其所生之特性X射線（*characteristic X-ray*）之波長，隨元素而異。莫色勒按其波長由長至短之順序排列，並各冠以連續之數字，稱爲元素之原子序或原子序數，以Z表之。實際上，元素之原子序即爲該元素原子核內之質子數，或核外之電子數。例如：氫之原子序爲1，即一切元素中以氫爲靶之特性X射線之波長爲最長。其核內之質子數爲1，核外之電子數亦爲1。各元素皆有固定的原子序，且原子序表示該元素在週期表上之位置。

【原子吸收係數】（Absorption coefficient of atoms）

詳閱“X射線之吸收（*Absorption of X-ray*）”條。

【原子垃圾】（Atomic waste）

鈾或其他核子燃料，在核子反應器（*nuclear reactor*）中分裂後所產生之廢料。這些廢料含有放射作用，應審愼處理，以避免爲衰變原子放射之致命輻射線所傷害。

【原子物理學】（Atomic physics）

原子核由於有質子的緣故，帶正電，它的外圍（約在～10^{-8} *cm*之處）往往有一些電子以各種不同的能量圍繞轉動著，整個的組成物是不帶電的，這種組成物稱爲原子（*atoms*）。原子內電子與原子核間的交互作用，極大部分是電磁交互作用。而研究關於電子的分佈情形以及其能量、角動量等性質，及其與外界其他粒子的交互作用，即稱爲原子物

理學。

【原子狀態】(Atomic state)

電子在核外運動的波函數滿足不含時間的薛丁格方程式(*time-independent Schrödinger equation*)時，即不隨時間變化而得穩定的情況，稱爲原子狀態。原子狀態通常可用電子依奧夫班(*Aufban*)原理加入不同之原子軌道中構成的電子組態代表之。能量最低的原子狀態稱爲基態，其他原子狀態均稱爲激態。

例如鈉原子基態的電子組態爲 $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^1$，其激態之一爲 $(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3p)^1$。原子由其基態吸收光子可躍遷至其激態而造成吸收光譜，亦可由其激態放射光子返回基態而造成發射光譜。

【原子武器】(Atomic weapon)

一種爆炸式的武器，其威力是由核分裂(*fission*)或熔合(*fusion*)而產生。

【原子軌函數】(Atomic orbital)

原子的外層電子之運動情形決定原子和元素的物理及化學性質。敍述電子的運動情形，必須依量子力學以一波動函數爲之。此種波動函數必須能滿足原子系統的薛丁格方程式，稱爲原子軌函數。

在氫原子及類似氫的單電子原子系統中，其薛丁格方程式可以偏微分方法解出，故其原子軌函數可以正確的函數式表示。但在多電子系統之中，直接解薛丁格方程式十分困難，通常均須假設電子間彼此無瞬間作用(*instantaneous interactions*)，即視電子的運動爲統計獨立者。此時，每個電子的運動均可以一特殊的函數表示，此種函數爲多電子原子的原子軌函數。

原子軌函數依其能量由低而高順序爲 $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 4p, 3d, 5s, 5p, 4d$ …。其中 1, 2, 3 …代表軌道的主量子數，

s，*p*，*d* 表示其角動量量子數（*angular-quantum number*），依次為0，1，2…等等。

【原子能】（Atomic energy）

詳閱"核能（*Nuclear energy*）"條。

【原子能工廠】（Atomic power plant）

原子能工廠主要包括能產生可資利用的核能之反應器，或所謂功率反應器。功率反應器包含三大主要部分，即(1)燃料，(2)緩速劑（*moderator*）（若中子速度需減低者），(3)冷卻劑。功率反應器可依其所用之緩速劑或冷卻劑而分類。包括(1)以普通水作緩速劑；其優點為經濟及其較佳之減速作用。惟因其對中子之吸收截面係數較高，故不能用於以自然鈾作燃料的反應器。(2)以重水作緩速劑；其主要優點為可用自然鈾作燃料，惟重水價值甚昂。(3)以有機物或氣體作冷卻劑。(4)以液態金屬（如鈉）作冷卻劑。

功率反應器主要在供給原子能工廠中所需的熱源，此熱量由冷卻劑帶出反應器。以輕水作冷卻劑的反應器為例，又可分壓水式與沸水式兩大類；壓水式者其冷卻劑在反應器出口處仍為高壓之液體，再用以加熱低壓之水而在鍋爐中產生蒸汽，利用此蒸汽推動蒸汽渦輪機而帶動發電機發電。沸水式者乃冷卻劑於反應器之出口即為蒸汽，利用此蒸汽直接推動渦輪機，不再需蒸汽鍋爐之部分。

【原子能階】（Atomic energy level）

原子可以改變其內部之能量，惟不能作連續性之改變，而只能作階梯跳躍狀之改變，此種階梯狀之原子內部能量狀態，稱為原子能階。

【原子核】（Nucleus）

原子核是原子的核心，含有質子和中子兩種核子（*nucleon*），帶有正電荷。原子核僅佔整個原子體積的極小部分，卻擁有幾乎是全部原子的質量。假如視原子核為質子和中子堆積而成的小球體，其半徑約不

超過 10^{-12} 厘米。原子核大小隨著原子核質量的不同而改變，設原子核質量數爲 A，原子核的半徑 R 可從下式求得：

$$R = r_0 A^{1/3} \quad \text{單位爲費米} f \text{ (fermi)}$$

$$1f = 10^{-13} \text{ 厘米}$$

式中 r_0 爲常數，其值約在 1.2 至 1.5 之間。上式表示原子核的體積與其質量成正比，即是說構成原子核的物質（ *nuclear matter* ）的密度大約是一個常數。如果我們用一原子質量單位的質量爲 1.667×10^{-24} 克計算，一個氧原子核的質量約爲 2.66×10^{-23} 克，一個鉛原子核約爲 3.42×10^{-22} 克。由此數估計這兩種不同元素之原子核質量的密度均約爲 2.4×10^{14} 克/立方厘米，亦即一立方厘米的原子核物質的質量約爲二億四千萬噸。

各原子核因所含質子數與中子數不同而相異，例如氫原子核含有一個質子，氦原子核含有二個質子及二個中子，氧原子核含有 8 個質子和 8 個中子，鈾原子核（ ^{238}U ）含有 92 個質子和 146 個中子。

在自然界的穩定同位素中，有一半以上其原子核所含的質子及中子數均爲偶數，這種原子核稱爲偶偶原子核（ *even-even nuclei* ），大約有 20％ 穩定同位素其原子核所含的質子數爲偶數而中子數爲奇數，這種原子核稱爲偶奇原子核（ *even-odd nuclei* ）。另外大約還有 20％ 穩定同位素其原子核所含的質子數爲奇數而中子數爲偶數，這種原子核稱爲奇偶原子核（ *odd-even nuclei* ）。自然界中僅有數種奇奇原子核（ *odd-odd nuclei* ），即所含的質子及中子數均爲奇數者，例如重氫 $^{2}_{1}H$、鋰 $^{6}_{3}Li$、硼 $^{10}_{5}B$、氮 $^{14}_{7}N$、釩 $^{50}_{23}V$ 及鎦 $^{176}_{71}Lu$ 等。

凡幾個原子核具有相同質量數者稱之爲同量異位素（ *isobar* ），例如鈣（ $^{40}_{20}Ca$ ）及氬（ $^{40}_{18}Ar$ ）兩原子核，同含有質量 40。凡幾個原子核具有相同中子數而質量數不相同者稱爲同中子異荷素（ *isotone* ），例如鈣（ $^{40}_{20}Ca$ ）及鉀（ $^{39}_{19}K$ ）兩原子核，同含有中子數 20。

【原子核之半徑】(Radius of nucleus)

由實驗量度的結果知道，原子核的大小與原子核內核粒子的總數成正比，即$V \propto A$。因球體體積

$$V \propto R^3$$

R為球體的半徑，則

$$R^3 \propto A$$

或

$$R \propto A^{1/3}$$

令R_0為比例常數，得

$$R = R_0 A^{1/3}$$

拉塞福 (*Rutherford*) 由他的散射實驗證明，原子核的體積僅佔原子體積的一小部分。由概略地估計，原子核半徑約為原子半徑的1/10,000至1/100,000，表示原子大小的單位為埃 ($1\,\mathring{A} = 10^{-8}$厘米)，而原子核大小的單位為費米 (*fermi*，$1f = 10^{-13}$ 厘米)。

各種不同的實驗證明R_0之值為1.2到1.5f，設$R_0 = 1.4f$，則溴-80的半徑為

$$R = (1.4\times10^{-13})(80)^{1/3} = (1.4\times10^{-13})(4.3)$$
$$= 6.0\times10^{-13}\text{ 厘米} = 6.0f$$

至於鈾-238之半徑則為

$$R = (1.4\times10^{-13})(238)^{1/3} = (1.4\times10^{-13})(8.4)$$
$$= 11.8\times10^{-13}\text{ 厘米} = 11.8f$$

由上面的計算，我們知道當質量數增加3倍時，其半徑只增加2倍。

【原子核分裂】(Nuclear fission)

用中子撞擊鈾-235的原子核時，即分裂成兩個較輕的原子核和幾個中子，並且同時放出大量的熱能，這種核反應叫做原子核分裂。在分裂時，有一部分物質完全消滅而轉變成能，我們由愛因斯坦的質能守恆定律：

能量＝質量×光速^2

可知變換出來的能量是很大的。

【原子核分裂之發現】（Discovery of nuclear fission）

1930年後之數年內，世界各國科學家致力於中子誘發反應之研究。1934年義大利物理學家費米（*E. Fermi*）以中子撞擊鈾（*U*）原子核成功，並提出超鈾元素（*transuranic elements*）生成之可能性，同時認爲此超鈾元素之原子序爲93（鈾之原子序爲92）。1939年哈恩（*O. Hahn*）與斯特拉斯曼（*F. Strassmann*）以化學方法定出鈾經中子撞擊後，所生之一新放射性元素爲原子序56之鋇之同位素。放射性同位素應爲稀土金屬原子序爲57之鑭（*La*），是則鑭應係由鋇放出β粒子而成。哈恩與斯特拉斯曼認爲，鈾經中子撞擊後，其原子核分成兩個不穩定、中等質量之新核，設若其一爲鋇，則另一必爲原子序36之氪，同時釋出巨額之能量。這種衰變之方式與以前所發現元素之原子核經高速粒子撞擊後生成一新同位素與一輕微粒子或γ射線的情形不同，稱爲原子核分裂。

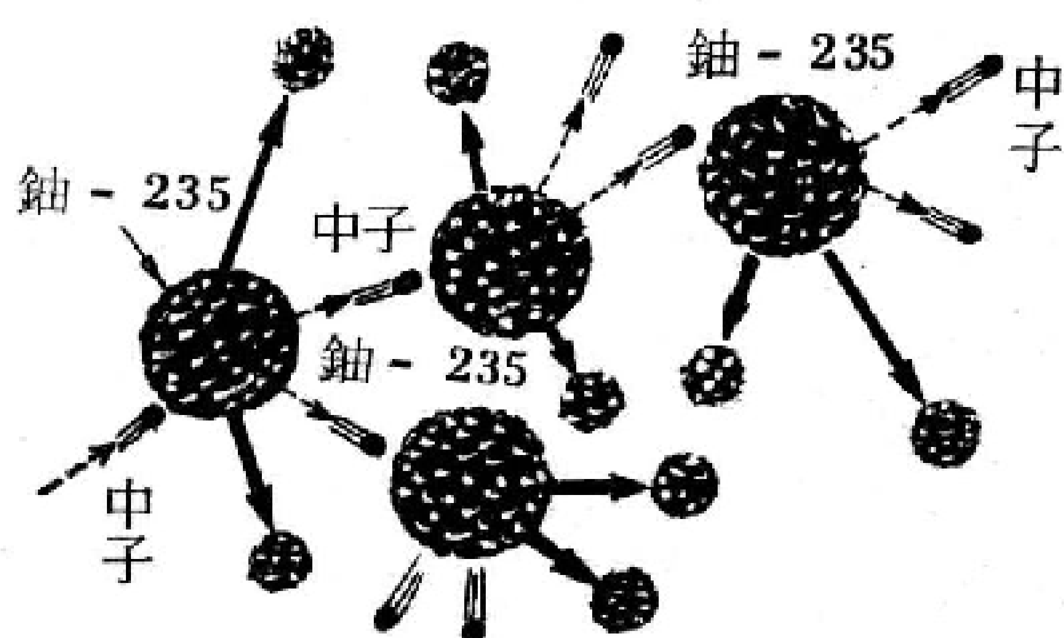
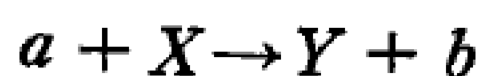


圖10—12　鈾-235的核分裂

鈾原子核分裂發現後的兩年內，釷（*Th*）及鏷（*Pa*）之分裂實驗亦相繼成功，人類開始步入原子時代。

【原子核反應】（Nuclear reaction）

使發生有關原子核變化的過程，通稱爲原子核反應。設以某粒子轟擊靶原子核（*target nucleus*），當粒子接近原子核至核力感應的範圍內，即發生碰撞或原子核反應。入射粒子經核反應後可能重行放射出來，也可能被靶核吸收而使靶核內部有所改變，並放射出另一種粒子。一般原子核反應的形式可用下式表之



$$a+X\rightarrow Y+b$$

式中 a 和 X 代表參加反應的原子核，通常 a 爲入射粒子，X 爲靶的原子核；Y 和 b 代表原子核反應後的產物，通常 Y 爲剩留原子核（*residual nucleus*），b 爲反應後射出的粒子，如圖 10－13 所示，其射出方向定爲與入射方向的夾角 θ。

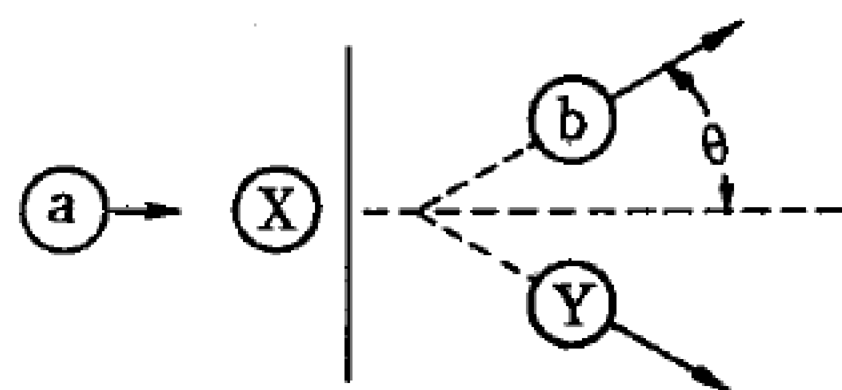


圖 10－13

凡一原子核反應，必有下列的守恆定律：

1. 質量或能量守恆，可用下式表之

$$(E_a+M_ac^2)+(E_x+M_xc^2)=(E_y+M_yc^2)+(E_b+M_bc^2)$$

式中 E 和 M 分別代表動能和靜止質量，等號左右表示反應的前後。

2. 電荷守恆——在核反應前後總電荷保持不變。

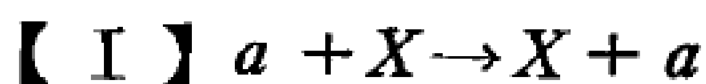
3. 動量守恆——在核反應前後總動量保持不變。

4. 角動量守恆——在核反應前後總角動量保持不變。

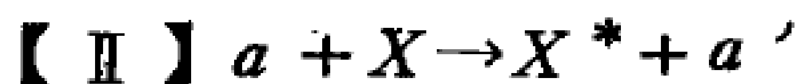
5. 宇稱性守恆——在核反應前後總宇稱性保持不變。

6. 重子（*baryon*）數守恆—— 在核反應前後質子和中子的總數保持不變。

通常原子核反應又以簡式 $X(a,b)Y$ 表之。原子核反應有下列許多種類，所生的反應物可能是穩定的，也可能是具有放射性的。


【Ⅰ】$a+X\rightarrow X+a$

這種核反應稱爲彈性散射（*elastic scattering*）。在此核反應中能量並無改變，即 $Q=0$，也無粒子的改變。例如 $^{12}C(p,p)^{12}C$ 核反應，這是質子對碳－12 原子核作彈性散射，入射粒子是質子，射出粒子也是質子，並未改變，而在散射過程中能量未改變，即碳核並不躍遷至受激態。


【Ⅱ】$a+X\rightarrow X^*+a'$

這種核反應稱爲非彈性散射（*inelastic scattering*）。在此核

反應中能量有改變，即$Q \neq 0$，但並無粒子的改變，即入射粒子與反應後射出粒子相同。入射粒子傳遞一部分動能給靶原子核，使其達到受激態（如上式中以星號*表之）。例如$^{12}C(p,p')^{12}C^*$為質子對碳-12原子核作非彈性散射，如入射質子具有足夠的動能，可使碳-12原子核達到各種能階的受激態。

【Ⅲ】$a+X \rightarrow Z+\gamma$

這種核反應稱為放射性捕獲（*radioactive capture*）。在此核反應中，入射粒子a被靶的原子核X捕獲而放出γ射線；Z是由入射粒子a和靶原子核所合成。又在此核反應中，$Q \neq 0$，其值等於從原子核Z中游離出粒子a的游離能，即是粒子a在原子核Z中的結合能。例如$^{12}C(p,\gamma)^{13}N$表示質子捕獲反應（*proton-capture reaction*），入射質子被原子核碳-12捕獲，而使最後原子核氮-13達到受激態，並放出γ射線。

【Ⅳ】$a+X \rightarrow Y+b$

這種核反應稱為轉換反應（*nuclear transfer reaction*）。在此核反應中，$Q \neq 0$，可為正或負，反應生成物Y和b與反應前X和a各不相同，而最後原子核Y通常達到受激態。例如$^{12}C(p,n)^{12}N$、$^{12}C(p,\alpha)^{9}B$、$^{12}C(p,d)^{11}C$、$^{12}C(p,t)^{10}C$、$^{12}C(p,{}^{3}He)^{10}B$、$^{12}C(d,p)^{13}C$、$^{12}C(d,n)^{13}N$及$^{12}C(d,t)^{11}C$等核反應均屬於此類核轉換反應。上例中$^{12}C(d,p)^{13}C$及$^{12}C(d,n)^{13}N$兩核反應又稱為剝裂反應（*stripping reaction*）。因氘核（含有一個中子和一個質子）的結合能很小，僅為2.226MeV，入射氘核中的中子和質子很容易被靶原子核剝裂，其中一粒子在此核反應中進入靶原子核中，而入射氘核的另一粒子則出現在核反應後的生成物中。例如在$^{12}C(d,p)^{13}C$核反應中，入射氘核被剝裂，中子進入碳-12原子核中合成碳-13原子核，質子則飛離而去。在$^{12}C(d,n)^{13}N$核反應

中，質子進入碳 - 12 原子核中合成氮 - 13原子核，中子則飛離而去。

上例中 $^{12}C(p,d)^{11}C$ 及 $^{12}C(d,t)^{11}C$ 兩核反應另稱爲拾取反應（*pick-up reaction*）。在此核反應中，入射粒子在靶原子核表面上拾取一核子，合成另一粒子出現在核反應的產生物中。例如在 $^{12}C(p,d)^{11}C$ 核反應中，入射質子在靶的碳 -12原子核上拾取一個中子合成氘子後飛離而去；在另一 $^{12}C(d,t)^{11}C$ 核反應中，入射氘核在碳 - 12 原子核上拾取一個質子合成氚核（*triton*）後飛離而去。

【V】$\gamma + X \rightarrow Y + b$

這種核反應即是光子誘發核反應（*photo-reaction*）。在此核反應中，$Q \neq 0$，其值等於在原子核 X 中分離出一個粒子 b 的分離能，即是粒子 b 在原子核 Y 中的結合能。例如 $\gamma + d \rightarrow p + n$ 核反應，具有相當能量的入射光子使氘核分離而成自由質子和中子，此一特別核反應又稱爲光致蛻變（*photodisintegration*）。

【Ⅵ】$a + X \rightarrow Y + b_1 + b_2$

這種核反應稱之爲三體核反應（*three-body reaction*）。此核反應的產生物共有 Y、b_1 及 b_2 等三種，通常其中一爲剩留原子核（Y），另二均爲粒子（b_1 和 b_2），反應後原子核 Y 常達到受激態，而 Q 值可爲任何數。例如 $^{12}C(p,2n)^{11}B$、$^{12}C(p,pn)^{11}C$ 及 $^{12}C(p,2n)^{11}N$ 等核反應，均屬於這類三體核反應。

【Ⅶ】其他

除上面幾種核反應外，尙有分裂（*fission*）、聚變（*fusion*）、庫倫激發（*Coulomb excitation*）及放射性蛻變（*radioactive decay*）等核反應。

【原子核反應模型】（**Nuclear reaction models**）

原子核反應涉及核子與核子的交互作用、核子與原子核的交互作用及原子核與原子核的交互作用等問題，因此在理論上如欲瞭解原子核反

應，必須對以上核子間作用及核力等問題先有徹底的瞭解。至今我們對這些問題尚知道得不夠完整，即使對這方面已瞭解極爲詳盡，但原子核反應屬於多體系統（*many body system*）的問題，在數學上處理甚爲困難，所以就像用原子核模型以說明原子核構造一樣，通常我們也用簡單的原子核反應模型，以瞭解一般原子核反應的實驗結果，進而較詳細瞭解原子核反應的全面現象。

原子核反應討論兩個系統（即入射物與靶原子核）間碰撞的問題。假設入射物（例如一核子）轟擊靶原子核表面上某處，被擊中的核子得到能量，於是可能發生下面兩種情況，分別表示兩種不同的原子核反應機構（*reaction mechanism*），所謂直接交互作用（*direct interaction*）與複核反應（*compound nucleus reaction*），原子核反應模型主要也就分爲直接交互作用模型及複核模型兩種。

1. 被擊中的核子得到能量後即飛離靶原子核而去，或入射核子與擊中核子立即合成另一粒子或原子核後飛離而去。

2. 被擊中的核子也可能繼續與其鄰近核子（在靶原子核內）繼續不斷地作多次碰撞，結果使入射核子的能量傳給並分配至靶原子核內許多核子，在這過程中有較長時間與靶原子核合成一複原子核（簡稱複核），存在的能態爲一種複核態（*compound nuclear state*）。

上述第一情況的原子核反應機構稱爲直接交互作用（簡稱爲*D. I.*），其特徵爲核反應作用時間極短（$\sim 10^{-22}$秒），約爲核子飛過相當於原子核直徑的距離所需的時間，此時間的限制顯示在直接交互作用中，必有能量$\Delta E = \frac{\hbar}{\tau}$（$\tau$爲時間）不能確定，所以此核反應截面對入射核子能量$E$的函數$\sigma_{DI}(E)$，爲一變化甚小的平滑曲線，而無尖峯的出現，一般實驗上量得的截面如圖10—14(*a*)所示。

第二情況的原子核反應機構稱爲複核反應（簡寫爲*C.N.*），其特徵爲核反應作用時間較長（$\sim 10^{-15}$秒），而核反應截面$\sigma_{C.N.}(E)$，

隨入射粒子的動能E有很大變化，當E爲某些特殊值時，截面特大。實驗上量得的截面（例如低能中子誘發反應）如圖 10 — 14(*b*) 所示，當E

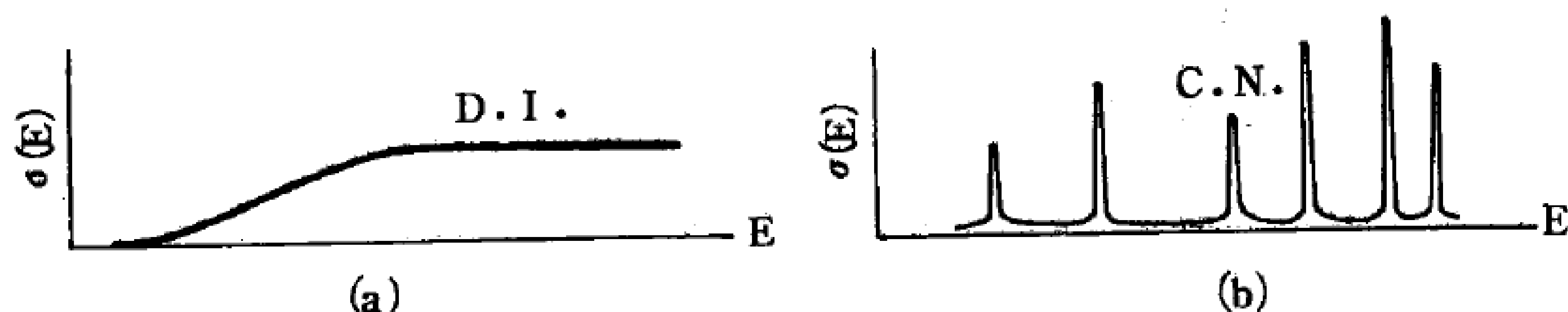


圖 10 — 14　能量激發函數圖

$=E_1, E_2, E_3$ 時圖中出現尖峯，當E稍離此等值時，截面即迅速變爲甚小。核反應截面具有尖峯處稱爲共振（*resonance*），該處入射粒子能量稱爲共振能量（*resonant energy*），每一共振能量相當於複核的一受激態。此共振的出現，可以複核的理論解釋之。

直接交互作用與複核反應之主要不同處，爲後者涉及含有許多自由度的複雜激發核反應，而前者僅涉及幾個自由度的激發核反應。直接交互作用模型與複核模型分別以不同的理論做基礎，對上述核反應截面隨入射粒子能量的變化情形予以說明。

【I】複核模型

波爾（*N. Bohr*）於 1936 年首先提出複核的觀念，他認爲核反應可分爲兩個階段進行，其一爲入射粒子與靶原子核結合成爲複核，並將能量分配給許多核子，其二爲約經 10^{-15} 秒後，複核衰變即分裂爲射出粒子及剩留原子核。複核反應可寫爲



$$X + a \rightarrow Z \rightarrow Y + b$$

式中a和b分別表示入射粒子和射出粒子，X和Y分別表示靶的原子核和剩留原子核，Z爲複核。

設入射粒子具有動能E_a，在第一階段結合而成複核通常存在於很高的受激態，比基態高出的能量約爲

$$E_a + (M_x + M_a + M_z)c^2$$

大約超過 7 MeV 。此處核能階很密，大約可分爲兩個區域，一爲核能間隔（*level spacing*）D大過核能階寬度（*level width*）Γ，一爲核能間隔D小於核能階寬度，如圖 10—15所示。如果入射粒子具有動能E_a，使結合而成的複核之能階正好爲所容許的能階之一（如圖中實線所示），則結合成複核的可能性極大，即有特大的核反應截面，故出現有尖峯的現象，就是上述的共振。

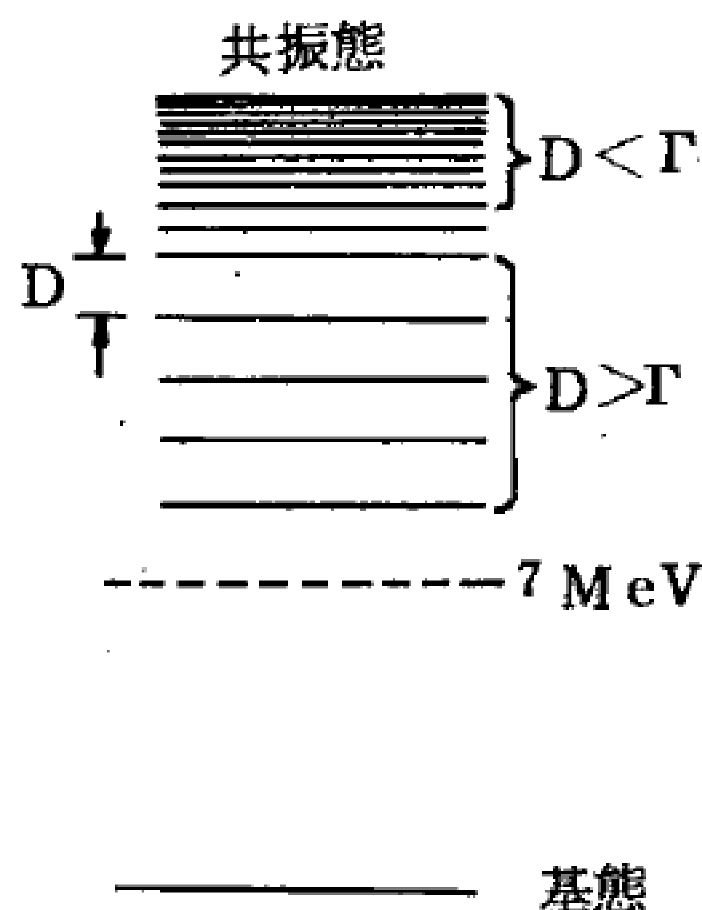


圖 10—15

因爲複核存在的時間較長，波爾假定複核衰變的形式與所結合而成複核的形式無關。換言之，不同的$X+a$系統一旦形成同一複核Z並存在於同一受激態，則此複核衰變是一定的，即忘記所形成複核的過程。至於在衰變過程時，可以放出許多不同的粒子，如中子、質子、α粒子或γ射線等。在入射粒子能量低時，複核達到受激態的區域爲$D>\Gamma$，在此情形下，可單獨區分個別的共振能階，以下面單純能階布雷、威格納共振式（*single level Breit-Wigner formula*）處理之

$$\sigma_{ab}(E)=\pi t^2 g\frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_0)^2+\Gamma^2/4}$$

式中$\sigma_{ab}(E)$表示$X+a\rightarrow Z\rightarrow Y+b$的複核反應截面，$t=\lambda/2\pi$，$\lambda$爲入射粒子波長，$\Gamma=\sum_i\Gamma_i$爲總能寬，$\Gamma_a$和$\Gamma_b$分別爲放射粒子$a$和$b$的能寬，$E_0$爲共振能量，$g$爲統計權重，其值爲

$$g=\frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)}$$

此式中S和I分別爲入射粒子和靶的原子核的自旋，J爲複核能階自旋。

如果共振過程達到較高複核能階時，即複核達到受激態的區域爲D

$\ll\Gamma$時，因能階太密，無法以單獨共振的方式處理。例如對中等或重核作核反應時，在同一複核受激態有許多能階被激發，發生交錯共振（*overlapping resonance*）的現象，因能階數目太多，可用統計近似法的方式處理。根據統計力學的觀念，對上述情形的複核，可假定任何對複核生成的效應，由於許多交錯共振態的平均結果，使複核衰變的方式仍與複核形成的方式無關，此假定稱爲統計假設（*statistical assumption*）。以此觀念處理複核衰變所放射粒子的能譜爲

$$N(E_b)dE_b = E_b\sigma_b(E_b)W(E)dE_b$$

式中$N(E)dE_b$表示放射粒子b在能量$E_b + dE_b$間所放射出的數目，$\sigma(E_b)$表示以具有能量E_b的粒子b轟擊剩留原子核所形成複核的截面，$W(E)$爲剩留原子核在受激能爲E時的能階密度。以上理論稱爲統計模型（*statistical model*）。

【Ⅱ】直接交互作用模型

在一般正常核反應中，當入射粒子能量較高（約大於 8 MeV 以上）時，應用前面複核模型的理論，對核反應的現象便不能滿意地予以說明。最早發現所謂非複核效應（*non-compound nucleus effect*）爲氘子剝裂反應；若干（d,p）核反應所測得的角分佈（*angular distribution*）在很小的角度有尖峯出現，這與複核模型所預示的對稱的角分佈不相符合。1950 年巴特勒（*Butler*）、巴提亞（*Bhatia*）、奧斯吞（*Austern*）等人引用直接反應（*direct reaction*）的觀念，認爲入射粒子僅與靶原子核的表面區域發生交互作用，不太可能與原子核內部的核心（*core*）發生交互作用，因此產生了直接交互作用模型的理論。此理論假定核反應只是一個步驟過程，即核反應在極短時間（～10^{-22}秒）內完成，並不形成複核。

當入射粒子能量較高時，核反應所放射出粒子比形成複核爲快，故不需經過複核的中間態（*intermediate state*），而入射粒子能量直

接傳給靶原子核的表面上一核子或僅分配給一群核子，故在核反應中所放射出的粒子通常具有較高的能量。1950 年前後這一時期正值殼層模型發展並成功地說明原子核的構造，巴特勒等人研究直接反應，引用原子核爲核心加上外圍核子的觀念，採取*P.W.B A.*（*plane wave Born approximation*）的近似法，導出與實驗數據十分吻合的結果，其後奧斯呑及莎爵勒（*Satchler*）等人更進一步引用*D.W.B.A.*（*distorted wave Born approximation*）的近似法以取代較不準確的*P.W.B.A.*法，得到非常滿意的結果，確定了直接交互作用模型可成功地應用於剝裂反應、拾取反應及非彈性散射等。

上述*P.W.B.A.*近似法，爲假定入射粒子的波動函數不受靶原子核作用的影響，可用平面波表示。又假定射出粒子不與原子核作用，其相對運動的波動函數也可用平面波表示，於是應用*P.W.B.A.*近似法可導出較簡的微分截面的計算式。但計算結果與實驗角分佈比較，在大角度區域則有很大的差別。*D.W.B.A.*近似法不將上述的作用效應忽略，考慮入射與射出粒子均爲一種變形波，此波動函數通常從光學模型（*optical model*）所求得彈性散射的數據表示之。*D.W.B.A.*計算至繁，需應用快速電子計算機，圖 10—16 示*D.W.B.A.*與*P.W.B.A.*計算與實驗比較的範例，圖中黑點爲 $^{76}Se(d,p)^{77}Se$ 核反應的實驗數據，入射能量爲 7.8 *MeV*，經調變參數的*D.W.B.A.*計算結果與實驗數據至爲吻合。

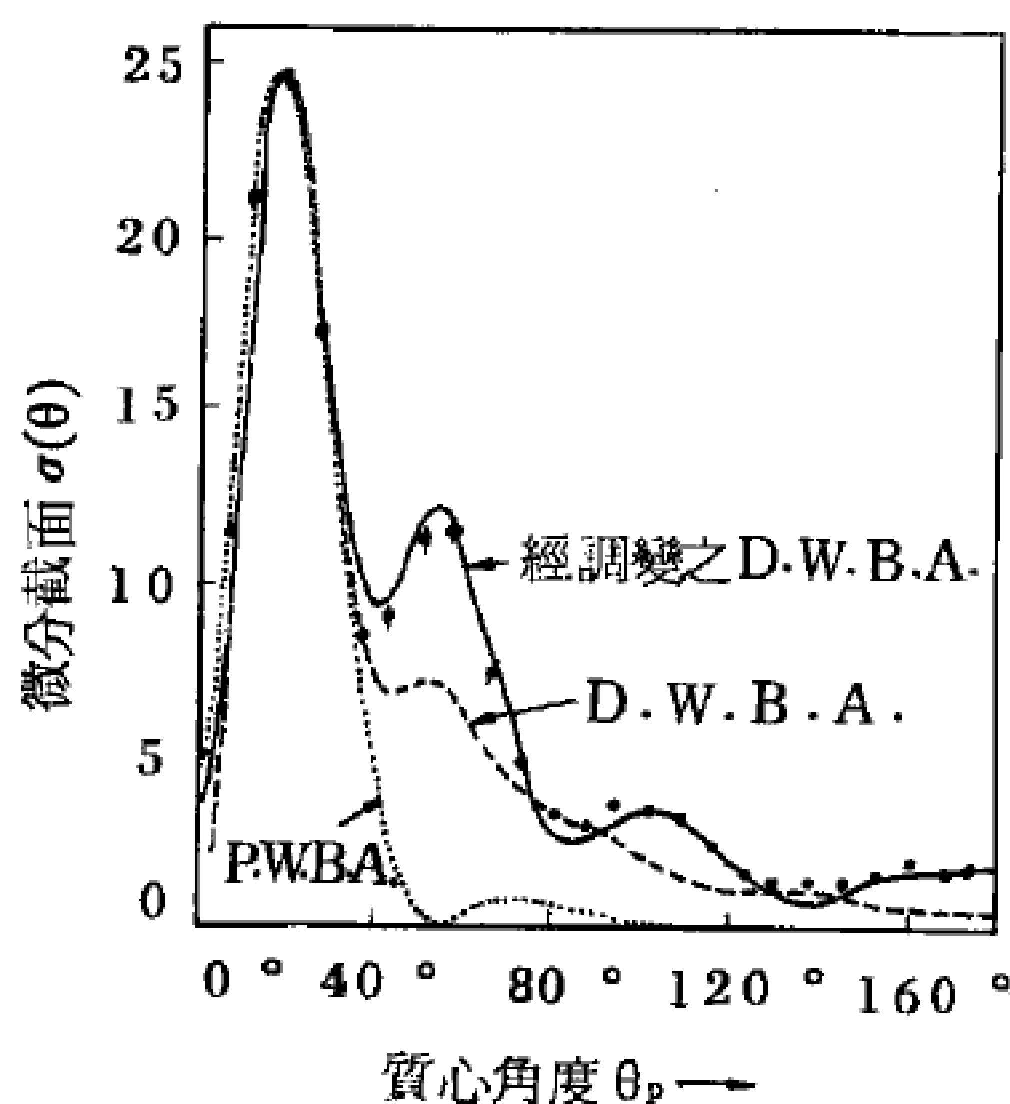


圖 10—16

【原子核反應器】（**Nuclear reactor**）

連鎖反應的速率可加以控制，使產生的能量不超過有破壞力的範圍

，而加以利用之。原子核反應器就是設計來控制連鎖反應的裝置，俗稱此爲原子爐。控制反應速率的基本條件爲

1. 連鎖反應所需的原料鈾是有一定的體積。

2. 核分裂產生的高速中子，必須減速後才可以引發另一分裂反應。

3. 必須用鎘等材料來吸收部分中子，以便控制反應速率或停止全部的反應。

詳閱"核反應器（*Nuclear reactor*）"條。

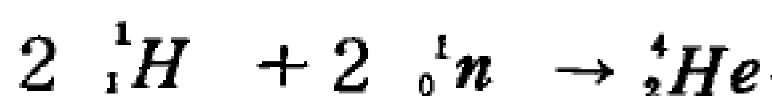
【原子核束縛能】（**Nuclear binding energy**）

將原子核分解爲單一的成分核粒子（*component nucleons*）所需要能量稱爲束縛能。束縛能在原子核科學與化學熱力學中之生成熱（*heat of formation*）具有相同的意義。對一由 A 個核子組成而其質量爲 M 的原子核而言，若 Z 表其質子數，而 $A-Z$ 表中子數，則其束縛能爲

$$E_b = [Zm_p + (A-Z)m_n - M]c^2$$

$$= 931.48 [Zm_p + (A-Z)m_n - M] \ MeV$$

此式中所有質量必須以 *amu* 表示。假定 ^4_2He 由兩個中子和兩個氫原子所形成



$$2\ ^1_1H + 2\ ^1_0n \rightarrow\ ^4_2He$$

則所減少的質量爲

$$\Delta M = 2M_n + 2M_H - M_{He}$$

$$= (2 \times 1.0090) + (2 \times 1.0081) - (4.0039)$$

$$= 0.0303\ amu$$

上式表示，在這個過程中有 931.48×0.0303 或 $28.1 MeV$ 能量放出，雖然這現象與兩個中子及兩個質子同時相撞瞬間卽形成 ^4_2He 的情形不同，但這種計算卻非常有用，因爲由此顯示，如要將 ^4_2He 分裂成其基本成分核粒子，至少需要 $28.1\ MeV$ 的能量；這是個巨額的能量，

也由此證明，$^{4}_{2}He$ 爲一相當穩定的原子核，依同樣的計算方法可以算出氫的同位素氘，其束縛能僅爲 2.22 MeV，這個表示很容易將氘（$^{2}_{1}H$）核分解成一中子及一質子。

束縛能除以核粒子總數 A，即得每一核粒子的束縛能（BE/A）。例如，$^{4}_{2}He$ 之 BE/A 值爲 $28.1/4=7.0MeV$，$^{2}_{1}H$ 爲 $2.22/2=1.11MeV$。常用於計算原子核的穩定性，是原子核穩定性的良好指標，圖 10—17 中所示，爲穩定原子核的 BE/A 值與質量數 A 之函數關係。

由圖 10—17 可以看出，直到 $A\approx 60$ 爲止，曲線是上升的；即在這範圍內，當兩較輕原子核合成一較重原子核時，重原子核的 BE/A 值大於兩輕原子核的 BE/A 值，表示在結合時有能量放出。這種由輕原子核結合（熔合）而形成的能量釋放源（*source of energy release*）就是氫彈原理之依據。圖 10—17 中，當 A 大於 60，曲線下降；亦即在此範圍中的兩輕原子核熔合成一重原子核時，不但不放出能量反而吸收能量；這種由一重原子核分裂成兩輕原子核，使 BE/A 值由低值變爲高值，而放出能量的分裂過程爲原子彈及核反應器中能量的來源。

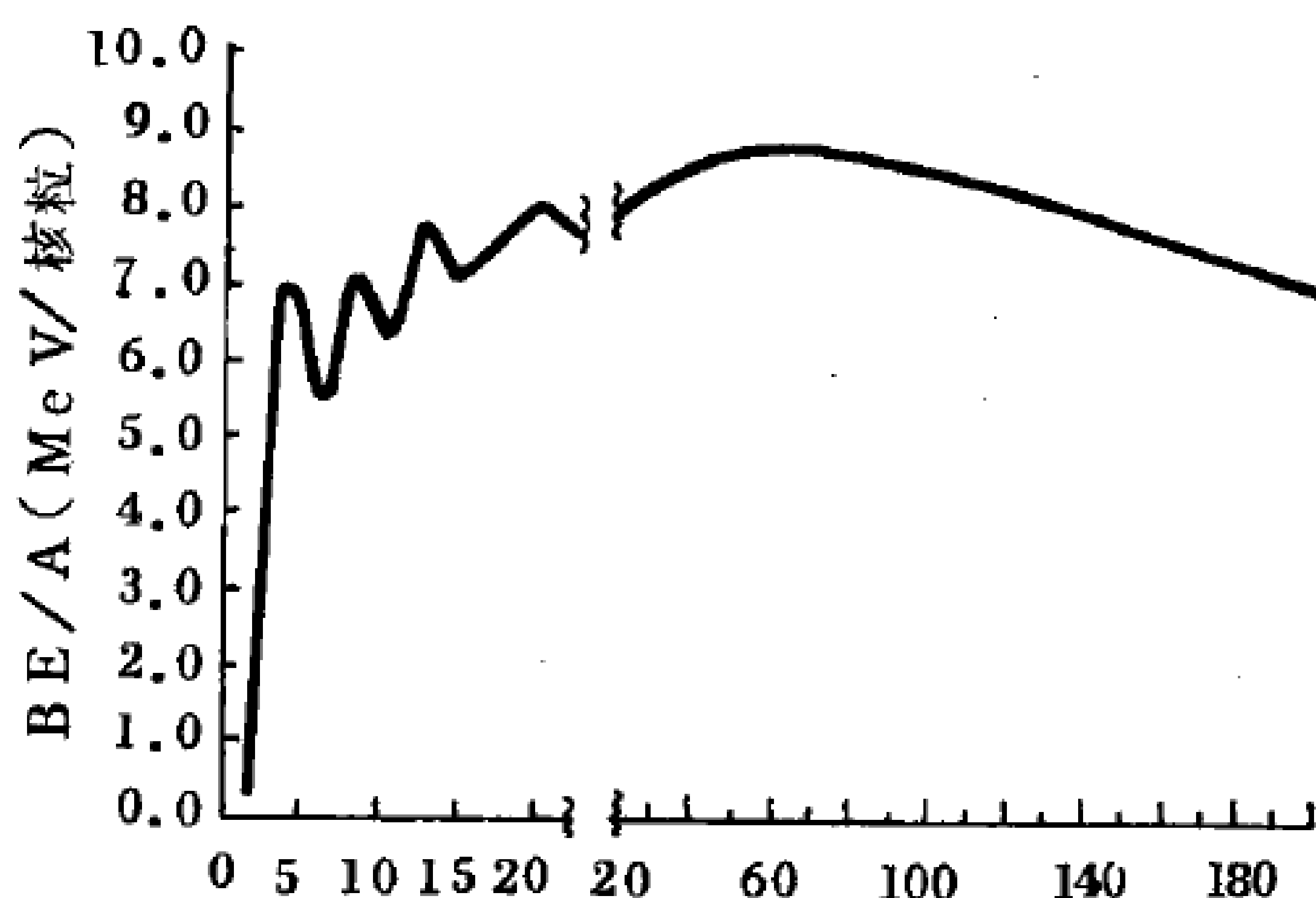


圖 10—17
單位核粒子的束縛能（BE/A）與質量數A之關係

圖 10—17中另一特性爲當 $A>3$，BE/A 之值均在 5 與 8 MeV 之間，幾可視爲一常數

因　　$BE/A\sim$ 常數

則　　$BE\sim$（常數）$\times A$

或 $$BE \propto A$$

換句話說，原子核的總束縛能大約與核內的核粒總數成比例。

【原子核物理學】(Nuclear Physics)

原子核物理學爲研究原子核構造(*nuclear structure*)、原子核性質(諸如原子核能譜、自旋、宇稱性及磁矩等)和有關原子核各種物理現象的物理學。包括研究核子與核子間的基本作用與核力、原子核激發過程與反應、原子核衰變及核輻射(*nuclear radiation*)等問題。

依照量子力學的理論，在微觀尺度中物理系統爲原子核，僅可具有某些特定值(不連續)的能量，此數值稱爲能階(*energy level*)，這些不連續的能階形成原子核的能譜(*energy spectrum*)。原子核可位於其中一能階，最低能階稱爲基態(*ground state*)，高於基態者稱爲受激態(*excited state*)。原子核從基態至受激態，必須有足夠能量供給之，才能達成，這種核激發(*nuclear excitation*)通常在核反應中發生。原子核存在於受激態的時間通常甚短，其後放出一個粒子或γ射線，而回歸於最低能階的基態。

有關原子核能譜及其性質爲研究原子核構造的主題，目前在實驗上已得到許多有關原子核構造的資料，從此可導出能適當地說明原子核構造的學說或理論，例如原子核模型(*nuclear model*)。

實驗方面研究原子核物理的方法爲利用加速器誘發原子核反應，及觀測原子核受相當高能量之粒子轟擊後所發生的反應情形。有關核子與核子間的交互作用，因需要以較高能量的加速器從事實驗研究，故也是高能物理中研究的課題。

【原子核乳膠】(Nuclear emulsion)

十九世紀末當貝克勒(*Becquerel*)發現了鈾的放射性時，可說是近代科學之一的原子核物理就踏出了它的第一步。此時，用來探測放射線的就是照相底片(乾板)，就是說原子核物理學裏應：「最初先有照

相底片」才有今日，但是當時還不知道感光作用是因放射線粒子（如α粒子）的每一個電離作用而起。因此，此後十數年間，一直沒有把照相乳膠發展成放射線探測器的趨勢。到了1911年由於威爾遜（*Wilson*）霧箱能得到粒子軌跡的相片而受到了刺激，才能在照相乳膠內發現α粒子的軌跡，接著米契爾（*Michl*）證實了軌跡且做了些改良而發展。但是當時乳膠本身還是在搖籃期，乳膠膜不能做厚而無法供長徑跡粒子的觀測、感度低、*S/N* 比太低等等還包含著很多缺點。

第二次世界大戰以後，原子核照相乳膠才成為現在的形態，在原子核及宇宙線研究的分野裏才被認識其重要性，而開始大量的應用。此間，1910年前後相繼發明的威爾遜霧箱、比例計數管、蓋革、牟勒（*Geiger-Muller*）計數管等馬上就被應用及重視，另一方面照相乳膠可當做探測器的事實，可以說一直只被認為一種潛在的可能性而過了30年。雖然如此照相乳膠應用到原子核定實驗的技術並不是沒有任何進展。1925年布勞（*Blau*）用增感劑成功地照了質子軌跡，1935年更有不用增感劑亦能記錄之質子軌跡。另一方面，密梭斯基（*Myssowsky*）及紀修（*Tschishow*）製造了厚的（50μm）乳膠膜，提高了照相乳膠潛在的有用性。根據這些事實，在1935年以後包維爾（*Powell*）等在布利斯托耳（*Bristol*）的研究者就用原子核乳膠來做宇宙線的研究，並對發展"現代的原子核照相乳膠"提供了很多寶貴的資料。戰後到了1948年製造了連最小電離（*minimum ionization*）也可以記錄的照相乳膠（*Kodak NT4*），從此照相乳膠就成為原子核照相乳膠乾板，當做近代物理學研究的主要武器。

照相乳膠當作探測器時的特徵中最令人注目的是：(1)要觀察的現象直接可以用眼睛觀察。(2)觀察時一直都是準備完整的狀態也就是說沒有"不感時間"而且有長期的記憶力。(3)探測器和記錄是同一物體，並且不要為了探測或記錄由外部供給能量。(4)探測器的密度大，因此由很小

的體積中抽出很多情報。此外，如以測定質子能量爲例，原子核乳膠的實用範圍由 100 KeV 至數 BeV 的能量都可能測定。

這些特質使它在宇宙線或高能量的領域中，有必要明瞭未知的現象時有決定性的貢獻。曾經只由單一的觀察結果確認了 τ 介子的崩壞形式。在這分野被發現的幾個基本粒子中在介子族中 π^+、π^0、π^-、K^+、K^-，重子（*baryon*）族中有 Σ^+，Λ 是由原子核乳膠發現的。另一方面霧箱被實用化已很久，但只發現了 Λ、K^0、Σ^- 及 Ξ 四種而已。用計數管來做如此目的的實驗恐怕只能限於 p、n 等，且要它的存在及性質被預測得很清楚時而已。在低能量的原子核現象中，由於它能夠直接看到，並且對數個的粒子參與的反應的現象時，會變爲最適當探測器。

原子核照相乳膠做了探險者或開拓者的任務，不只是在原子核或宇宙線的研究分野。1959 年研究范艾侖（*Van Allen*）帶的科學家也用了原子核乳膠，郵票大小的原子核乳膠被載在火箭，升到高度 1,000 km 處滯留十多分鐘，就把放射線帶性質的資料一個不漏地記錄在乳膠中帶回來，這些事和貝克勒的發現一樣似乎在暗示著今後在物理學上它能當的任務。

以上所述的都只強調原子核照相乳膠當探測器時的優點。但是如要把這些優點充分應用，必須要把它的缺點明記在心上不可。它的最大缺點是須用顯微鏡。

這件事意味著爲收集資料必須要經很長久的時間，因此在統計的精確度來說常常遠不如利用電子電路的計數管。原子核照相乳膠有記憶能力，這特性是它的優點，但有時會變成缺點。因爲照相乳膠乾板由其製造完到被顯影以前總是不斷地記錄著某些訊號。這些就成爲要觀察事項的本底，對實驗結果就多了一項發生誤差的原因。

【原子核能】（Nuclear energy）

原子核反應所產生的能量，稱爲原子核能。目前原子核能的最大用

途是用作動力能源，如原子核能發電廠、核能動力船和提煉海水爲淡水等。原子爐產出的放射性同位素，在工業、農業和醫學上有很大的貢獻。如作爲示蹤劑（追蹤劑）以探測動植物生長及病害的過程，又可治療某些癌症等。

【原子核庫倫障壁】（Nuclear Coulomb barrier）

物理學家稱帶正電荷的粒子於接近原子核時，兩者間之拒斥力爲原子核庫倫障壁。由帶相同電荷的兩物體間拒斥能量公式，庫倫障壁的能量等於兩電荷的乘積與電荷間距離的商，故由庫倫定律

$$V = \frac{(Ze)_1\,(Ze)_2}{D}$$

Z 爲原子序，e 爲單位質子之電荷（4.8×10^{-10} $e.s.u$）。如 e 爲 4.8×10^{-10} $e.s.u.$，D 爲厘米，則 V 之單位爲爾格。

如設 α 粒子與鈾-238原子核剛好相接，則兩者間的庫倫拒斥力即爲 α 粒子與鈾-238原子核相距二者之半徑和時，鈾-238原子核對 α 粒子之庫倫障壁高度。

$$V = \frac{Z_1Z_2e^2}{R_U+R_{He}} = \frac{(92\times2)(4.8\times10^{-10})^2}{(1.4\times10^{-13})[(238)^{1/3}+(4)^{1/3}]}$$

$$= 3.88\times10^{-5}\text{ 爾格}$$

表示能量的爾格單位在原子核物理中應用不便，所以通常以 6.24×10^5 之轉換常數乘之將它換成 MeV 單位。

$$V = (3.88\times10^{-5})(6.24\times10^5) = 24.2MeV$$

依古典力學的原理，α 粒子至少須有 24.2 MeV 的動能，始能與鈾-238原子核相接觸。如果 α 粒子的動能較此能量低，則 α 粒子無法越過障壁，即在接觸鈾-238原子核以前，就被拒斥。根據古典物理的說法；庫倫障壁是不能穿透的，但原子核並未完全遵從古典力學的原理，同時低能量的 α 粒子也並非完全不能穿過庫倫障壁。對於量子力學的障

壁（ *quantum-mechanical barriers* ）來說，低能量α粒子仍有機會穿（ *tunnel* ）過障壁而到達鈾－238的原子核。α粒子的動能愈趨近24.2MeV，到達原子核的可能率也愈增加。原子核的庫倫障壁可用位能丘（ *potential energy hill* ）表示，其形式如圖10－18。

依圖10－18當粒子與原子核中心的距離小於原子核半徑時，庫倫障壁拒斥力突然消失，粒子就落進原子核位能阱中，一旦粒子穿過或爬過此障壁而落入原子核中後，即與原子核內的核粒子緊緊結合。

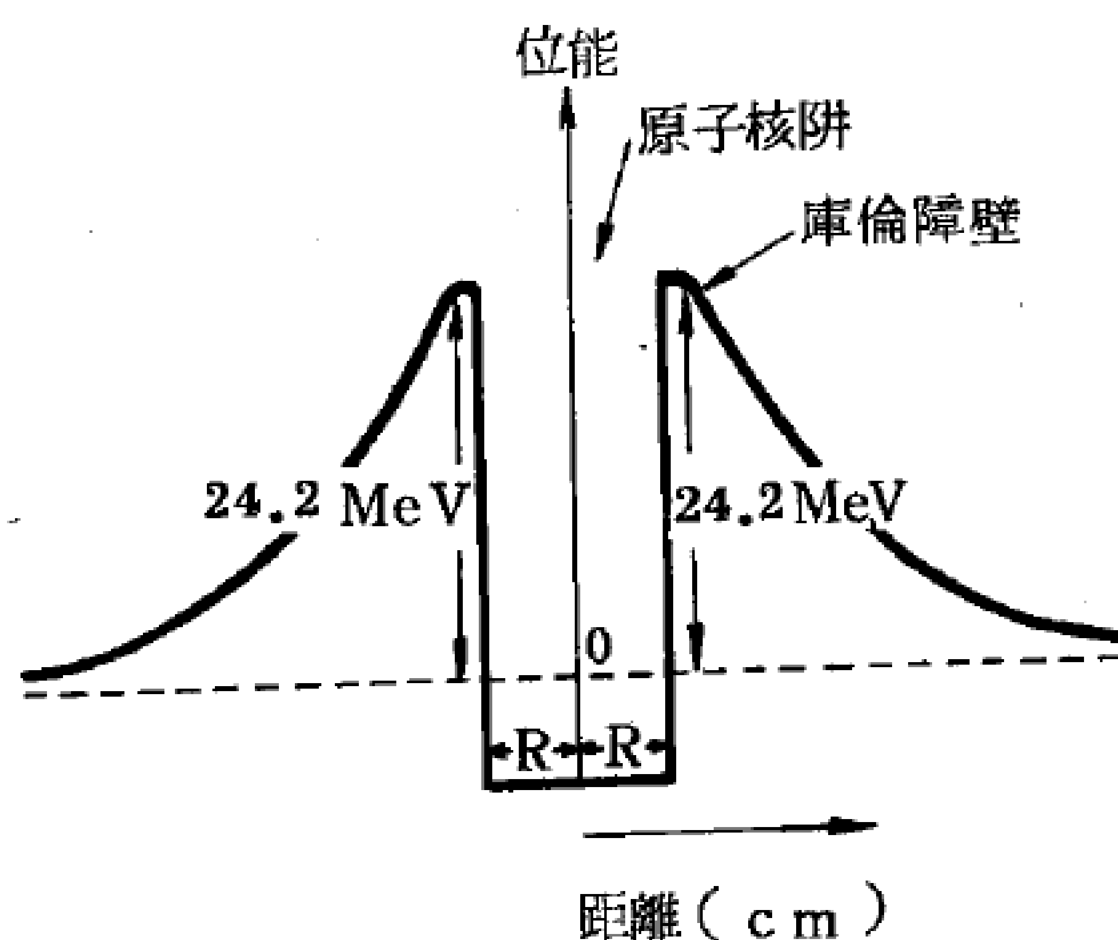


圖10－18

^{238}U及^{4}He之原子核庫倫障壁及位能阱

【原子核液滴模型】（Liquid drop model of nucleus）

由電子散射實驗所得關於原子核的密度分佈之詳細測定顯示，在原子核內部，對所有的原子核來說，密度大致是相同的。不過這一點在早期就已爲人所知，因爲基於原子核爲一半徑等於R而邊緣明確的球體以及均勻的內部密度之假設，對原子核的大小的各種分析都導致$R \propto A^{1/3}$的結果，而致密度ρ＝質量／體積$\propto A/(A^{1/3})^3$爲與A無關。某些測定顯示在一個很寬的範圍上，每個核子之束縛能（ *binding energy* ），對所有的原子核都是一樣的。這一點與原子核密度之大約相等的事實，一同導致下述假設：所有的原子核含有本質上相同的材料，且實質上該等材料處於相同狀態，只在它們各自所含此等材料的數量上彼此相異。這項假設構成了非常成功的原子核液滴模型。

現在我們要用原子核的液滴模型和得自穩定原子核之Z與N之分佈研究的資料，以求得這些原子核質量的公式，這個模型所依據的事實是

：除了A值很小的原子核之外，所有的原子核內部密度幾乎是一樣的，而且束縛能約略正比於原子核的質量（ $\Delta E/A$～常數，所以$\Delta E \propto A$ ）。這兩項事實可以跟某種不可壓縮的液體之巨觀的（ *macroscopic* ）液滴之某些其他性質相比。所有這種液滴的內部密度是相同的，而汽化熱（ *heat of vaporization* ）則正比於該滴之質量。 後面這個對比是有意義的，因爲汽化熱就是要把液滴分散成它的組成分子所需的能量，所以它跟原子核的束縛能是相似的。在求這質量公式的時候，我們將用這模型提出一個原子核與一滴液滴間的其他相似處。

這個公式包含六個項的和：

$$M_{Z,A}=\sum_{i=0}^{5} f_i(Z,A) \qquad (1)$$

第一項是該原子之組成部分的質量

$$f_0(Z,A)=1.008142Z+1.008982(A-Z) \qquad (2)$$

其中Z的係數是用amu爲單位表示之 ^1_1H 的質量，而（ $A-Z$ ）的係數則是中子 ^1_0n 的質量，以amu爲單位 。剩下的各項則是爲原子核總束縛能之部分的效應而作修正。其中最重要的是

$$f_1(Z,A)=-a_1A \qquad (3)$$

這一項代表實質上正比於原子核之質量或體積的束縛能。在液滴的式中也會有一個類似的項。接下去的一項是

$$f_2(Z,A)=+a_2A^{2/3} \qquad (4)$$

這是一個正值修正項，正比於原子核的表面積。在液滴情況中，這一項爲表面張力能；它的發生是由於在液滴表面的一個分子只受到來自一邊的引力，因而其束縛能就小於一個內部分子的束縛能。所以若僅設總束縛能正比於該滴之體積，就高估了表面分子的束縛能，而得做一個修正，這修正項便應正比於這種分子的數目，也就是正比於表面積。底下這項

$$f_3(Z,A)=+a_3\frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad (5)$$

代表帶有電荷的原子核之正值庫倫位能，而原子核則被認爲是半徑正比於$A^{1/3}$的一個球體，一個荷電的液滴也需要一個相似的項。最後兩項引入原子核所特有的性質。其中之一是：$Z=N$的傾向性。這一項可由下面這項表示

$$f_4(Z,A)=+a_4\frac{(Z-A/2)^2}{A} \qquad (6)$$

當$Z=N=(A-Z)$或$A=2Z$時這項就變成零，否則就是正值的，並且隨著與該條件的差距之遞增而增加。(6)所用的形式大概是具有這些性質的表示法中最簡單的，但是理論上也有理由證明這形式是正確的。具有偶數值的Z和偶數N值的傾向性，則由下述這項表示之：

$$\begin{aligned} &f_5(Z,A)=-f(A) && Z\text{爲偶數},\ (A-Z)=N\text{爲偶數}\\ &f_5(Z,A)=0 && \begin{cases} Z\text{爲偶數},\ (A-Z)=N\text{爲奇數}\\ Z\text{爲奇數},\ (A-Z)=N\text{爲偶數}\end{cases}\\ &f_5(Z,A)=+f(A) && Z\text{爲奇數},\ (A-Z)=N\text{爲奇數}\end{aligned} \qquad (7)$$

這一項在Z和N都是偶數時使質量減低，而在Z和N都是奇數時增大質量。至於$f(A)$的形式，則要由配合實驗數據來決定。人們發現對一簡單乘方律所做之最佳配合爲

$$f(A)=a_5A^{-1/2} \qquad (8)$$

把從(1)到(8)的各式集合起來，便得

$$M_{Z,A}=1.008142Z+1.008982(A-Z)-a_1A+a_2A^{2/3}+a_3Z^2A^{-1/3}+a_4(Z-A/2)^2A^{-1}+\begin{pmatrix}-1\\0\\+1\end{pmatrix}a_5A^{-1/2}\ (amu)$$

這就叫做半經驗質量公式（*semi-empirical mass formula*），因爲從a_1到a_5的各參數，都是由經驗地配合量得的質量而求出來。這一類型的公式最早是由威沙克（*Weizsäcker*）發展出來的。從那時起，人

們在幾種場合裏對那些參數做過了測定。這是革忍(*Green*)於1954年發現

$$a_1 = 0.01692$$

$$a_2 = 0.01912$$

$$a_3 = 0.000763 \quad (\text{都用 } amu \text{ 爲單位})$$

$$a_4 = 0.10178$$

$$a_5 = 0.012$$

採用這些參數值，便可就所有的穩定原子核之實測質量（但A很小的原子核除外）做一個非常好的配合，差異通常小於一個 *amu* 的千分之幾。這個半經驗質量公式是極爲有用的，因爲它極精確地描述了幾百種穩定原子核和較此爲多的不穩原子核之質量，而只用了五個參數。

【原子核費米氣體模型】（Fermi gas model of nucleus）

用光學式模型，把關於$E>0$的核子通過原子核的運動之實驗數據加以分析的結果，強烈地指出$E<0$的核子在原子核內將獨立地運動；這一點導致原子核費米氣體模型的出現，此一模型已經存在許久了，但是在液滴模型盛行的年代裏，它沒有受到多大的重視。這個模型實際上跟金屬中之傳導電子的費米氣體模型是一樣的。它假設中子和質子是在一範圍如原子核之大小的引力性勢位中運動，並假設在基態時，這些核子以使總能量爲極小而不違反不相容原理（*exclusion principle*）的方式填入各能階（質子與中子就跟電子一樣，是自旋量子數$i=\frac{1}{2}$的費米子）。圖10—19表示一基態原子核中的中子填入的能階。因爲質子是可以跟中子分別開的，不相容原理就分別地作用於這兩種類型的核子，我們就得爲基態原子核裏質子所填充的能階，作出一個另外的，獨立的圖解來表示。由這些圖解可以明白地看出，爲什麼當一個原子核在基態時，核子間實際上不發生碰撞。是因爲在能量上可以及的所有能階

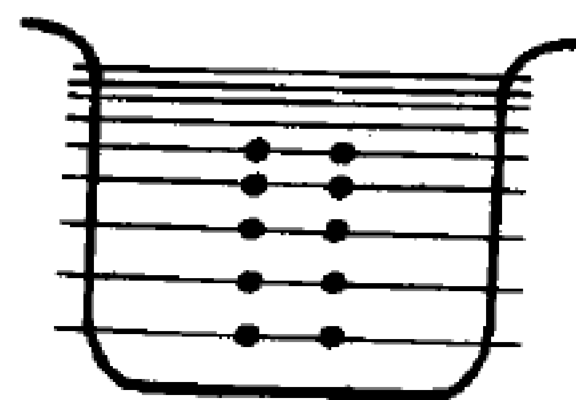


圖10—19
一原子核的基態中，中子填充的能階之圖示。

都已填上了，所以除了同類型的兩個核子確實交換能量的那些碰撞之外，不再有碰撞，但是兩個不可區分的質點間這種交換的淨效應，跟不曾有過任何碰撞是一樣的。於是我們能了解，爲什麼原子核的基態之勢位是實數性的，而且諸核子能獨立地運動著。我們也能瞭解在禁止一個正値低能量的核子與一原子核中的束縛核子間之碰撞方面，不相容原理如何地有效。事實上，基於費米氣體模型所做的計算顯示過，能量減低時，光學式模型勢位之虛數部的遞減，主要是由於不相容原理。

除此之外，費米氣體模型對基態原子核實數勢位的深度，作了良好的估計。方法是求出費米能量，這能量以核子質量M和核子密度ρ表示，就是

$$E_f = \frac{3^{2/3}\pi^{4/3}\hbar^2}{2M}\rho^{2/3}$$

我們就來考慮在半徑爲

$$R = r_0 A^{1/3}$$

的一個均勻球狀原子核中子的費米氣體。就一個典型的原子核而言，中子的數目是 $N = 0.6A$

所以由
$$\rho = \frac{N}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 A}$$

可得
$$\rho = \frac{0.6A}{1.33\pi r_0^3 A} = \frac{0.45}{\pi r_0^3}$$

而費米能量則是

$$E_f = \frac{3^{2/3}\pi^{4/3}\hbar^2(0.45)^{2/3}}{2M\pi^{2/3}r_0^3}$$

取半徑常數爲$r_0 = 1.25\times10^{-13}$厘米，並求出其他參數的值，我們得到

$$E_f \simeq 34\,MeV$$

勢位的深度V_0，費米能量E_f，和最後中子之束縛能E_b之間的關係表

示在圖10—20之中，如同上面所述，就範圍很廣的各種原子核量得的E_b大約是6 MeV，於是費米氣體模型預測得

$$|V_0| = E_f + E_b \simeq 34 + 6 = 40\ MeV$$

與得自光學式模型的值外推至$E<0$而得約50 MeV的值相比，其一致的程度是可以滿意的。

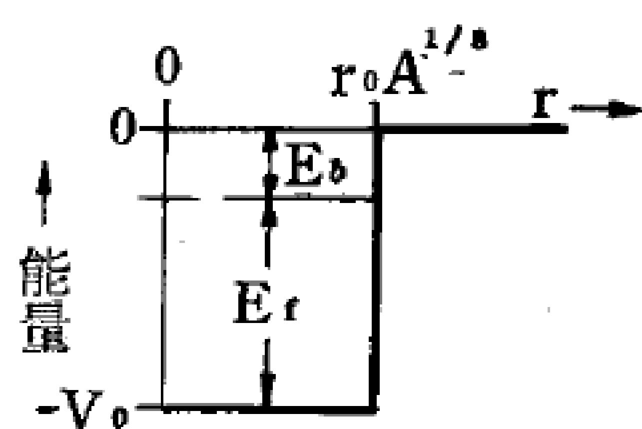


圖10—20

勢位的深度、費米能量和最後中子之束縛能之間的關係圖

用費米氣體模型，可使原子核之具有$Z=N$傾向性的事實，得著一項簡單的說明。考慮一個Z很小的原子核，對它而言，這效應具有支配性，因爲此時庫倫勢位很小。中子和質子是這原子核內的兩種不相關的費米氣體，它們在同樣的原子核勢位中運動。這些系統的能階表示在圖10—21中。除了作用於質子系統上之很小的正值庫倫勢位之效應外，兩種系統的能階是相同的，因爲對它們來說，原子核勢位是同樣的。於是就清楚地看出，就一個所予的A值來說，倘若諸能階是以$Z=N$的條件而填起來，則該原子核的總能量就趨於極小，因爲假如這個條件被違反了（即$Z \neq N$），則諸核子將佔取較高能量之諸階。中子系統和質子系統的費米能量可以寫成

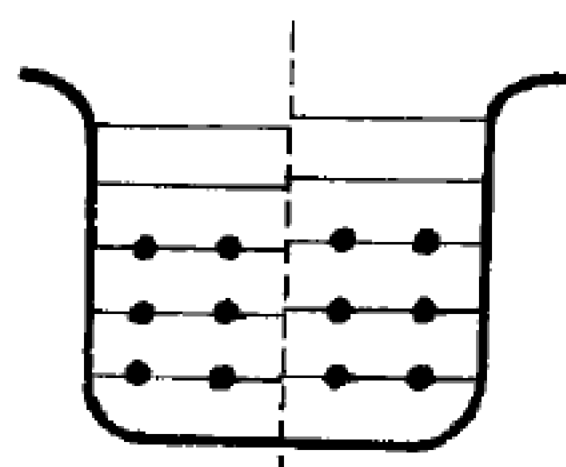


圖10—21

同一原子核中，中子和質子這兩種不相關的費米氣體之圖示。

$$E_{fn} = C(N/A)^{2/3} \qquad E_{fp} = C(Z/A)^{2/3}$$

其中C是一個常數。接著，我們求出中子系統及質子系統之總能量，用E_{tn}和E_{tp}來表示它們。總能量是自勢位的底部量起，這就得出

$$E_{tn} = C'\frac{N^{5/3}}{A^{2/3}} \qquad E_{tp} = C'\frac{Z^{5/3}}{A^{2/3}}$$

其中$C'=3C/5$。該原子核之能量爲這兩項的和，也就是

$$E(Z,A) = C'A^{-2/3}[N^{5/3}+Z^{5/3}] \qquad (1)$$

它只是Z和A的一個函數，因爲

$$N+Z=A \qquad (2)$$

如同我們已經知道的，（1）式在（2）式限制下的極小值發生於$N=Z=A/2$， 離開這個極小點時，原子核的能量遞增，而半經驗質量公式中對應之修正項就正比於這增加量。所以

$$f_4(Z,A)\propto E(Z,A)-E(Z,A)_{min}=C'A^{-2/3}\{N^{5/3}+Z^{5/3}-2[A/2]^{5/3}\}$$

其中$E(Z,A)_{min}$為$E(Z,A)$之極小值。

現在我們設

$$D=\frac{N-Z}{2}=N-\frac{A}{2}=\frac{A}{2}-Z$$

則

$$f_4(Z,A)\propto A^{-2/3}\{[A/2+D]^{5/3}+[A/2+(-D)]^{5/3}-2[A/2]^{5/3}\}$$

把前面兩項用泰勒級數（*Taylor's series*）展開，並只取到D^2為止。這個計算給我們下列結果為

$$[\frac{A}{2}+D]^{5/3}\simeq[\frac{A}{2}]^{5/3}+\frac{5}{3}D[\frac{A}{2}]^{2/3}+\frac{5}{3}\frac{2}{3}\frac{D^2}{2}[\frac{A}{2}]^{-1/3}$$

$$[\frac{A}{2}+(-D)]^{5/3}\simeq[\frac{A}{2}]^{5/3}+\frac{5}{3}(-D)[\frac{A}{2}]^{2/3}+\frac{5}{3}\frac{2}{3}\frac{(-D)^2}{2}[\frac{A}{2}]^{-1/3}$$

所以

$$f_4(Z,A)\propto A^{-2/3}\{2[\frac{A}{2}]^{5/3}+\frac{5}{3}\frac{2}{3}D^2[\frac{A}{2}]^{-1/3}-2[\frac{A}{2}]^{5/3}\}$$

$$f_4(Z,A)\propto A^{-2/3}\ \frac{5}{3}\frac{2}{3}D^2\ [\frac{A}{2}]^{-1/3}$$

$$f_4(Z,A)\propto A^{-1}D^2=\frac{(A/2-Z)^2}{A}$$

費米氣體模型也就對原子核具有偶數的Z和偶數的N之傾向，作了部分的說明。我們看看圖10—21所示的偶數Z，偶數N之原子核，並

想像加上一個核子，以形成A值增一的原子核。要想使總能量爲極小，這個核子得進入所能佔用的能階之最低者。這可能是一個中子能階，或者是質子能階，不過我們且假定它是一個中子能階，如同圖中所示（因爲圖中質子的最高能階比中子的要高）。於是這個原子核就含有一個額外的中子。接著我們再加上另一個核子，以構成該系列中的下一個原子核。這個核子也得是個中子，因爲中子能階中仍有一個空缺，而這個能階的能量依然低於未塡充之質子能階的。我們看到，在這番討論涉及的三個原子核中，只有一個原子核的N或Z是奇數，而N和Z都是奇數的則沒有。這個說明對於所發生的現象是有指示性的，但並非全部原因。質量的測定要求半經驗質量公式中應有下式中之項

$f_5(Z, A) = -f(A)$　　Z爲偶數，$(A-Z)=N$爲偶數

$f_5(Z, A) = 0$　　Z爲偶數，$(A-Z)=N$爲奇數；Z爲奇數，$(A-Z)=N$爲偶數

$f_5(Z, A) = +f(A)$　　Z爲奇數，$(A-Z)=N$爲奇數

這就顯示當N或Z變成偶數時，還有成對能量（*pairing energy*）的存在，而增加原子核的束縛能。這項成對能量的起源是由於兩個核子間的作用力是引力性的。當第二個核子加入一個能階時，它作用於原已位於該處的核子之引力產生了一個負值勢位，因而把這兩個核子的能量都降低，也就是降低了所討論的能階。

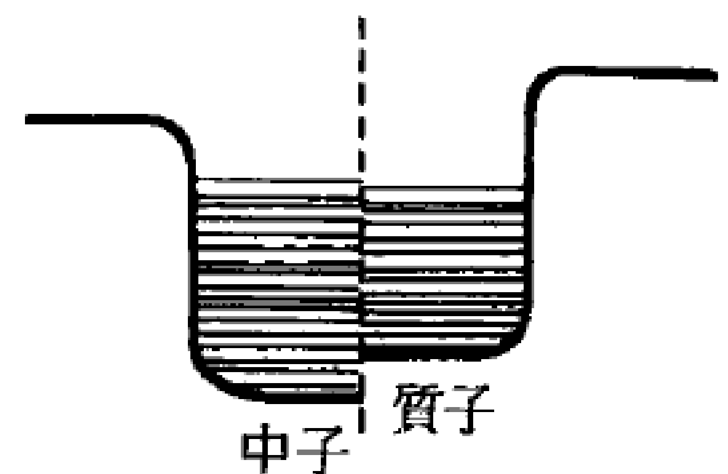


圖 10 — 22
說明在Z大的原子核中中子比質子多的原因。

圖 10 — 22 表示在一個中等的或大的Z原子核中，作用於質子和中子的勢位之形式。由於庫倫勢位，作用於質子的總勢位提高了。不過，假如該原子核要穩定的話，中子和質子各自的最高已塡充能階，基本上得在相同的能量。這就對大的Z原子核中，爲何中子比質子多的原因，作了一項圖形上的解釋。

【原子核殼層模型】(Shell model of nucleus)

費米氣體模型正確地建立了以每個核子在一共同的淨勢位$V(r)$內的獨立運動，來處理在一個原子核中的束縛核子之運動方法，而$V(r)$則代表所有其他核子之引力的平均。在這模型裏，引入不互相作用之費米質點系統之某些量子力學性質，而沒有明顯地解出$V(r)$之薛丁格方程式(*Schrödinger equation*)。為了原子核的某些平均性質之描述，這樣做就夠了，但是若要一番較詳盡的描述，以便能說明魔數(*magic number*)，就得實在地解出$V(r)$的薛丁格方程式，而引入這系統較多重要的量子力學性質。使用這個程序以處理原子核的方法，叫做原子核的殼層模型。原子核的殼層模型跟原子核的費米氣體模型頗有關聯，就像原子的哈吹(*Hartree*)理論跟費米的原子理論的關係一樣。這些原子核模型遠比相對應的原子理論來得粗略。在自洽的原子理論裏，淨勢位$V(r)$是完全地由該理論所決定；在原子核模型中，淨勢位$V(r)$的半徑和形式必須設定而代入。

殼層模型的步驟，是要就一特定的原子核的勢位$V(r)$解薛丁格方程式，以求出中子和質子對該勢位之能階，然後依能量遞增的順序，把N個中子和Z個質子填入這些能階，而建立這個原子核。就像在哈吹理論裏一樣，各階的能量決定於量子數n和l，並且根據m_s的兩個可能值，和m_l的$(2l+1)$個可能值，每階有著$2(2l+1)$的容量。人們曾期望能就各種原子核之勢位$V(r)$找出一種形式，而在該形式的勢位中能階的順序和間隔，能使得一個不尋常地緊緊束縛著的能階，可以完全地填入有魔數值的N或Z之原子核。不過，人們卻發現，即使只要求導致能階之適當次序，也無法找到$V(r)$之合適形式。

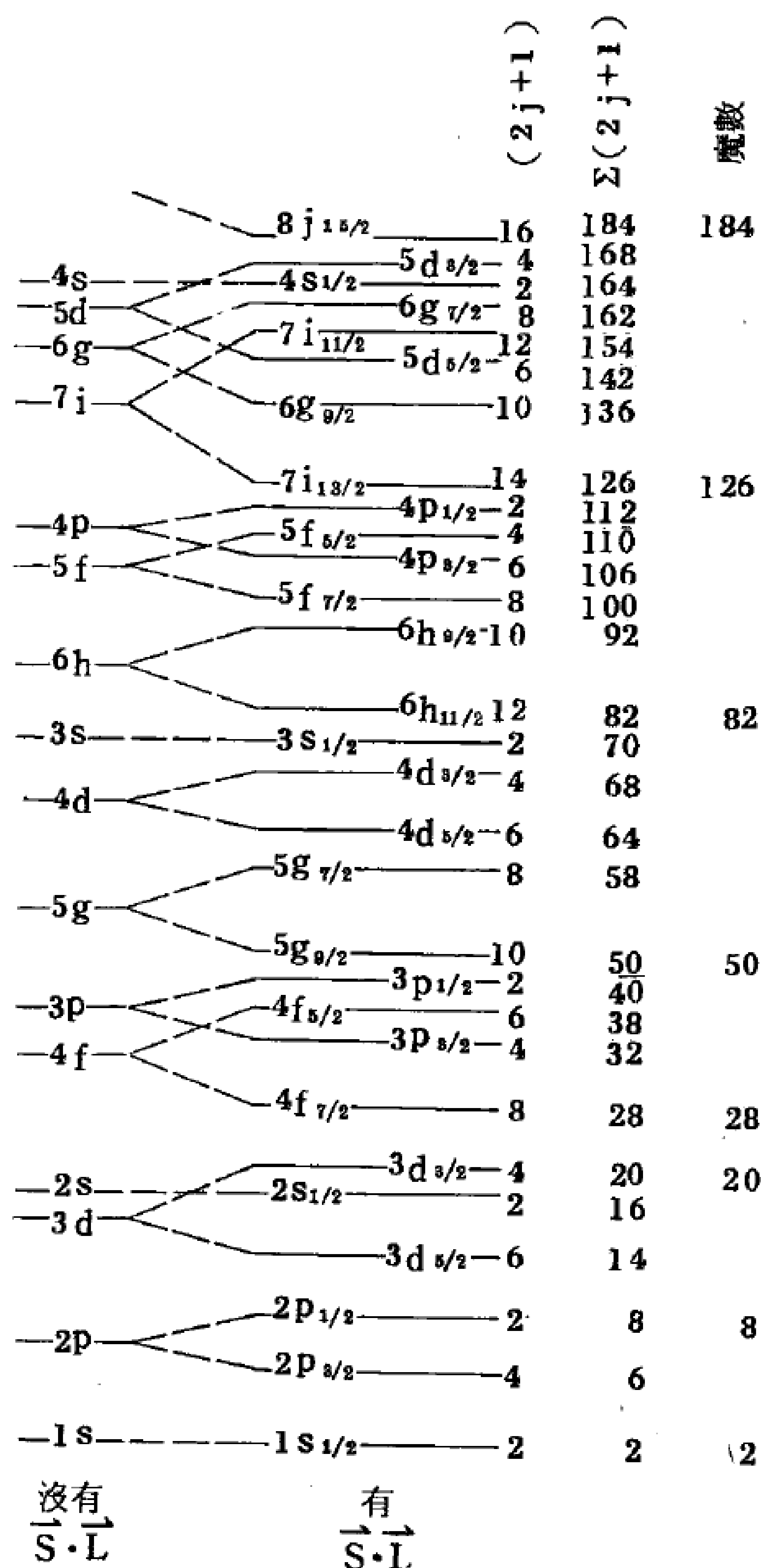
解法是由梅耶(*Mayer*)提出的，但黑塞(*Haxel*)、任生(*Jensen*)和舒士(*Suess*)在1949年也不約而同地提出。這幾位工作者建議：除了勢位$V(r)$之外，還有一項強烈反號的自旋與軌道間

之相互作用，作用於一個原子核中的每個核子，而其值則正比於$\vec{S}\cdot\vec{L}$。強烈是指這個相互作用之強度遠強於預估的值（約爲 20 倍大）；估計是把$V(r)$和m分別看成淨勢位和核子的質量。反號是指這裏的自旋與軌道間相互作用的符號，跟一個電子在原子內受到的自旋與軌道間相互作用的符號正好相反，因爲當$\vec{S}\cdot\vec{L}$爲正時，核子之能量降低，而$\vec{S}\cdot\vec{L}$爲負時，能量升高。但是，由於軌道與自旋間相互作用的大小與$\vec{S}\cdot\vec{L}$成正比，就像一個電子所受的那樣，所以自旋與軌道間相互作用導致的能階分裂，當約略與量子數l成正比，正跟電子的情形一樣。

所設的自旋與軌道間相互作用的淨效應表現於圖 10 — 23上。左邊的部分顯示：在原子核勢位$V(r)$的形式（此形式與在光學式模型中所用的一樣，爲方形勢阱而具有圓滑邊緣），核子所塡入之能階的次序和大概的間隔；右邊的部分則顯示這些能階被自旋與軌道間相互作用分裂開的方式。這不是任何一個特殊原子核的能階圖；它表示的是當勢位的半徑隨A而俱增時，能階出現的次序。所以它給我們的是原子核之最高能階被塡入的順序。除了還表示相鄰接的能階間距之相對大小外，還給我們以原子的最高已塡充的電子能階之順序。在有自旋與軌道間相互作用出現時，m_l和m_s都不再是量子數，而得用n、l、j、m_j。能階的能量決定於n和l，並和j有關，比較大的j值對應出較小的能量，因爲相互作用反了號。這些能階的每一個具有$(2j+1)$的容量，等於m_j的可能值的數目。這一點是標明於圖中右邊三直行第一行。第二直行顯示，到我們要看的能階爲止（含該階）各階容量的和。第三直行表示的是同一件事，但只就距其上緊接一階爲不尋常地遠的各階而做。由於這些正是被束縛很緊的能階，我們看到，引用強烈的反號軌道與自旋間相互作用的殼層模型能正確地預知諸魔數（通常又稱做巧數）。

在過去幾年裏，自旋與軌道間相互作用之存在的完全獨立之驗證，

已由低能量的核子被原子核散射之諸實驗中得到。人們發現一個被散射的核子之自旋角動量，會因與原子核相作用，而呈現部分的偏振（*polarization*），而這一點唯有藉設描述該相互作用之勢位中，有一自旋與軌道間的項之存在，而得以說明。此外，偏振的符號顯示，這個項的符號跟殼層模型要求的正是一樣；而偏振的量顯示其強度（自旋與軌道間勢位有幾個百萬電子伏特深）跟殼層模型所要求的強度一致。核子的自旋與軌道間相互作用之起源並非電磁性的。它是原子核力的一項特性，其起源仍不甚明瞭。



沒有 $\vec{S}\cdot\vec{L}$	有 $\vec{S}\cdot\vec{L}$	(2j+1)	Σ(2j+1)	魔數
	$8j_{15/2}$	16	184	184
4s	$5d_{3/2}$	4	168	
5d	$4s_{1/2}$	2	164	
6g	$6g_{7/2}$	8	162	
7i	$7i_{11/2}$	12	154	
	$5d_{5/2}$	6	142	
	$6g_{9/2}$	10	136	
	$7i_{13/2}$	14	126	126
4p	$4p_{1/2}$	2	112	
5f	$5f_{5/2}$	4	110	
	$4p_{3/2}$	6	106	
	$5f_{7/2}$	8	100	
6h	$6h_{9/2}$	10	92	
	$6h_{11/2}$	12	82	82
3s	$3s_{1/2}$	2	70	
4d	$4d_{3/2}$	4	68	
	$4d_{5/2}$	6	64	
5g	$5g_{7/2}$	8	58	
	$5g_{9/2}$	10	50	50
3p	$3p_{1/2}$	2	40	
4f	$4f_{5/2}$	6	38	
	$3p_{3/2}$	4	32	
	$4f_{7/2}$	8	28	28
2s	$3d_{3/2}$	4	20	20
3d	$2s_{1/2}$	2	16	
	$3d_{5/2}$	6	14	
2p	$2p_{1/2}$	2	8	8
	$2p_{3/2}$	4	6	
1s	$1s_{1/2}$	2	2	2

圖 10 — 23
根據殼層模型求得之最高的塡充了的核子能階之排列順序。

除了解釋魔數及其結果之外，含自旋與軌道間相互作用的殼層模型還能做許多事。例如，它能解釋幾乎所有的原子核之基態的自旋角動量。我們來看 N 和 Z 都是魔數的原子核，就像 $^{16}_{8}O$、$^{40}_{20}Ca$、$^{208}_{82}Pb$。根據此一模型，它們將只含有中子與質子之完全塡滿的支殼層（*sub-*

shell），因此不相容原理要求中子系統和質子系統的總自旋角動量以及總軌道角動量耦合爲零，與就這些原子核觀察得的 $i=0$ 一致。$^{15}_{7}N$、$^{17}_{8}O$、$^{39}_{19}K$、$^{207}_{82}Pb$ 和 $^{209}_{83}Bi$ 這樣的原子核中，一種核子的數目是魔數，另一種則含有魔數加一或減一個，不相容原理使得整個系統的總角動量等於那另外的核子或空穴之總角動量。圖 10—23顯示這些原子核的總角動量應該分別是 $i=\frac{1}{2}$，$\frac{3}{2}$，$\frac{5}{2}$，$\frac{7}{2}$和$\frac{9}{2}$，所以是跟觀察結果相符的。現在我們考慮N和（或）Z都遠離魔數的原子核所含各支殼層中的核子或空穴（*hole*）數將多於一個；這些支殼層中之核子的自旋與軌道角動量如何配合的問題，相似於原子的電子結構者。不過，還是有些重要的差別。大多數的原子似乎都是 L-S 耦合之例，而大多數的原子核，卻像是 J-J 耦合之例。當然，這只是原子核內強烈的自旋與軌道間相互作用的一項結果。另外的一項結果是使得原子核內的耦合情形，比起原子內的要簡單得多。考慮N和Z都是偶數的任一原子核。所有的這種原子核都被發現具有 $i=0$。顯然這一點意味著，當一個支殼層內的核子數爲偶數時，這些核子的總角動量，就簡單地耦合成零。如果現在假設 J-J 耦合是足夠地強，以致再把一個核子加入支殼層時，不會破壞原已在那兒的核子之耦合，整個支殼層的總角動量就是該未成雙核子的總角動量。有了這個假設，一個A爲奇數的原子核之全部角動量，就是由於在最高的被佔有之能階中那單獨未成雙核子之總角動量，而 i 就等於該階之 j 的值。除了一兩個例外，這個假設使得所有奇數A的原子核被觀察得的 i 值，都可由圖 10— 23予以說明。不過，由於成對能量的效應，必須允許某些緊密相間的能階之順序作偶然的交換。

含自旋與軌道間相互作用的殼層模型，加上剛才所述另外的假設，能對奇數A之原子核的磁矩，作一番稍欠滿意的解釋。預言的原子核磁矩是由於那單獨未成雙核子之磁矩，因爲來自其他核子的成分會彼此互相抵銷。一個具有所予 j 值的單獨核子之磁矩是易於計算的，算的時候

用到該核子之軌道 g 因子（質子的 g 是 1，中子的是 0）和自旋 g 因子（它的值是要使質子之內禀的磁矩之 z 分量等於 $+2.79\mu_N$，而中子的爲 $-1.91\mu_N$，其中正負號指示了相對於自旋的取向）。對於質子，人們發現了兩個值相對應於 $j=l+\frac{1}{2}$ 以及 $j=l-\frac{1}{2}$ 這兩種可能性；對於中子，則發現了另兩個值。把磁矩的這兩個值做爲 j 的函數而描點，得到的就是所謂的史米特（*Schmidt*）線。當把質子的史米特線跟奇數 Z、偶數 N 之原子核觀察得的磁矩相比較，又把中子的史米特線與偶數 Z、奇數 N 之原子核的觀察值相比，則可見預言的值與觀察得之值的一般趨向相符，可是一致的程度太不理想。這事實顯示，所做偶數個核子總可以耦合得使總角動量爲零之假設只是一個近似法。在預測原子核自旋角動量之正確值的方面，這近似法是夠好的，因爲這個量是量子化的；所以，假如偶數個核子有些機會偶然具有非零之總角動量，則"未成雙"核子相應地有機會具有正好可抵銷前述角動量的總角動量，而使該系統之總角動量維持不變。但是，假如眞是有這種情形發生，則該系統之磁矩會與預言值間有著可察覺的不同（磁矩未量子化）。顯然地，這一點確實發生了。

【原子核集體模型】（Collective model of nucleus）

就像在每個科學領域中一樣，原子核物理的理論發展在兩個層面上。一個層面，人們努力發展模型，以與實驗結果相接，並對涉及的現象提出描述法。然後他們不斷地努力於擴大每個模型的適用範圍，試圖消除各種模型間明顯的衝突，最後把它們融爲單一的統一模型。在另一層面，人們試著發展理論，以便從自然界的基本法則出發，說明諸模型的性質。舉個例說，一項原子核的理論，應該能用核子間力之定律，解釋半經驗質量公式中所用的各種參數之數值。

在原子核理論上企圖要融合兩個顯然矛盾的模型，以成爲一個統一模型的例子。就是波爾的兒子（*A. Bohr*）和摩特爾遜（*Mottelson*）

的集體模型，它在結合殼層模型和液滴模型之某些特點上，是極爲成功的。這模型假定原子核中的核子，是獨立地運行於一實數勢位中。不過，這個勢位並非用於殼層之靜態的球對稱勢位$V(r)$，而是一個能作形狀上的改變的勢位。這些變形代表原子核中之核子的集體運動即與液滴相關聯的那類型運動。像殼層模型中一般，該勢位之能階經同樣的自旋與軌道間相互作用而分裂，諸核子則充填於各能階中，以形成一個含有偶數個質子及偶數個中子的核心(*core*)，外加一個(對A爲奇數的原子核而言)單獨奇數核子。如同在殼層模型中那樣，這個奇數核子在整個原子核特性的決定上，扮演一個重要角色。不過，在集體模型裏，這個奇數核子並非是造成諸般性質的全部原因，因爲此時核心不是惰性的而是具有角動量等等。此核心的瞬時形狀由勢位之瞬時形狀來描寫。它與球狀對稱之間的差別，影響該奇數核子之運動，而且，反過來，這個核子的運動也影響核心的形狀。後面這一項耦合是由於一項可稱爲離心反作用的現象而發生，這離心反作用則是該奇數核子作用於勢位之壁上的。淨效應是：循著該奇數核子之運動，有一個"潮汐狀波"繞著核心表面而循環。

集體模型試圖保存殼層模型中與實驗結果相符合的部分，在這模型中，原子核的總角動量有部分由繞核心表面循環的潮汐狀波，以軌道角動量的形式帶著。這個移動著的變形構成了一項流動，而產生與相關聯的軌道角動量成正比的一個磁矩。不過這比例常數比通常的式子小了Z/A的因數，這因數則是核中電荷與總核子數之比值。因而核心所帶的自旋角動量就不像原先那樣參與磁矩，其變化適足以說明史米特(*Schmidt*)線與測得的核磁矩間之出入。

用集體模型可以完美地解釋的另一特性是原子核的電四極矩(*quadrupole moment*)Q。定量方面對z軸的電四極矩是這樣定義的：

$$Q=\int\rho(x,y,z)[3z^2-(x^2+y^2+z^2)]d\tau=Z[3\overline{z^2}-(\overline{x^2}+\overline{y^2}+\overline{z^2})]$$

其中$\rho(x,y,z)$是核中電荷密度，以質子電荷為單位，而此積分則就原子核的體積求之。Q的值等於Z(原子核中的質子數)乘以〔$3z^2-(x^2+y^2+z^2)$〕這個量對於電荷分佈之平均值。於是，顯然可見若$\rho(x,y,z)$是球狀對稱的，則$Q=0$，因為這時候$\overline{x^2}=\overline{y^2}=\overline{z^2}$。假如$\rho(x,y,z)$不是球狀對稱的，那麼它至少會有一個對稱軸，而原子核的自旋角動量向量就對於該軸進動。在上式中，這個軸被當做z軸，該式立刻顯示：若$\rho(x,y,z)$沿z方向而拉長致使$\overline{z^2}>\overline{x^2}=\overline{y^2}$，則$Q>0$；假如$\rho(x,y,z)$是在$z$方向上被扁平化，致使$\overline{z^2}<\overline{x^2}=\overline{y^2}$，則$Q<0$。圖10—24展示的是現在已知的所有$Q$值，這些值是就穩定的奇數$A$原子核量取的，測定時的$Q$為極大值，因為原子核自旋角動量向量在此時具有極大的z方向分量($m_i=i$)。用叉號“×”表示的是“奇數Z，偶數N”之原子核之值，橫坐標為Z，縱坐標為Q；用點號“·”表示的是偶數Z，奇數N之原子核，其橫坐標為N。事實上，縱坐標是Q與核內電荷分佈半徑之平方的比值。

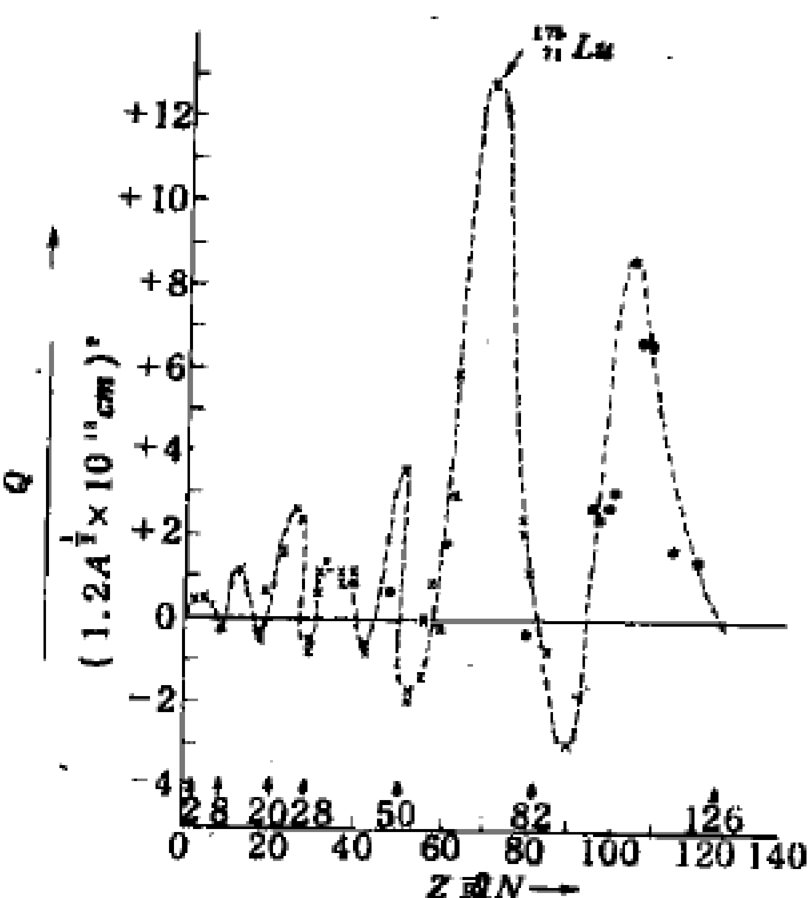


圖 10 — 24
穩定的奇數A原子核之四極矩

定性地說，這個圖的某些特色與殼層模型所預期的相符。例如，就奇數Z，偶數N，而Z等於某個魔數加1的原子核而言，這個模型預言$Q<0$。理由是：這樣的原子核只含有完全填滿的質子支殼層(其電荷分佈為球狀對稱的)加上一個運行於靠近$x-y$平面之一軌道的質子，此時便得$z^2<x^2=y^2$。對奇數Z，偶數N，而Z等於某個魔數減1的原子核來說，殼層模型又預言$Q>0$，因為四極矩完全由於在靠近$x-y$平面的軌道上運行的一個質子空穴而來。所以，以殼層模型為基礎，我們可以瞭解下述事實：每當奇數

的質子數經過一個魔數時，Q就由正值經過零而變成負值；也可明白同時存在的事實：在每對魔數值的質子數間某處，Q以相反的趨向經過零值。不過Q的大小無法由這個模型加以了解。根據殼層模型，任何奇數Z，偶數N的原子核之四極矩完全是由於不成雙質子所產生，因爲含偶數個核子的核心其總角動量爲零，所以該核心的電荷分佈必呈球狀對稱，因爲我們無以就它定出一個對稱軸。於是由該式顯然可以看出由一個單獨未成雙質子而具之Q的極大可能值約爲$Q=R^2$，這裏的R是電荷分佈半徑。但是圖10—24告訴我們的是：觀測所得的Q對許多奇數Z偶數N的原子核而言，都遠比這個值大。還有，在殼層模型中，所有偶數Z奇數N的原子核之四極矩就會很小，因爲它只會因電荷核心的中央對整個原子核的中心之位移而發生，而此時這位移卻非常的小。可是我們的圖顯示，奇數A的原子核之Q經觀測得的值，並非顯著地取決於該核之爲奇數Z偶數N，或爲偶數Z奇數N。集體模型對這些特性都做了一番說明。而它說僅因爲核心可以變形，以致許多質子參與總四極矩之來源，才在魔數之間產生夠大的Q值。因爲只有一個未成雙質子或未成雙中子才引起這變形，所以集體模型便能解釋爲什麼在兩種情況中的Q值會相似。

【原子核電磁輻射躍遷率，躍遷機率】（Electromagnetic transition rate of nucleus，transition probability）

原子核較高能階的受激態可經電磁輻射衰變而至較低能階的受激態或至基態，一受激態與另一較低能階的受激態之間的躍遷率或機率，定義爲單位時間內此躍遷的數目與在原受激態的原子核總數之比。一受激態可躍遷至一個或一個以上之較低能階的受激態或基態；如僅躍遷至一較低的受激態，則原受激態的平均壽命與躍遷率的倒數成正比。如原受激態衰變爲兩個以上的較低能態，則實驗所測得的躍遷率爲所有個別躍遷率的和。

核能階間的躍遷機率爲兩核能階能差ΔE與角動量差的函數，可寫

爲 $$T(L)=\frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2}\frac{1}{\hbar}\left(\frac{\Delta E}{\hbar c}\right)^{2L+1}B(L)/\text{秒}$$

式中L表示躍遷的多極性，$B(L)$稱爲約化躍遷機率(*reduced transition probability*)，卽上式中的因子及有關能量的因子除去後所得，表示實驗所測出的躍遷機率，寫成$B(EL)$或$B(ML)$，分別表示電多極或磁多極輻射的躍遷過程。上式中$(2L+1)!!=1\cdot3\cdot5\cdots(2L+1)$。

若是單一粒子躍遷，物理學家維斯寇夫(*V.F.Weisskopf*)假定輻射的產生是由於單一核子從一能態躍遷至另一能態，並導出下式表示單一核子躍遷至軌道角動量$l=0$的最後能態的躍遷機率：

$$B(EL)=\frac{e^2}{4\pi}\left(\frac{3R^L}{L+3}\right)$$

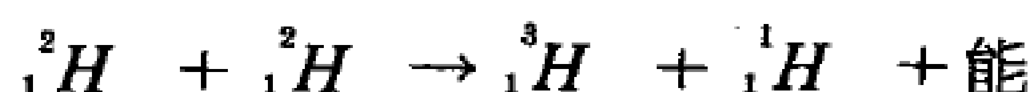
$$B(ML)=10\left(\frac{\hbar}{M_p cR}\right)^2 B(EL)$$

上式中R相當於原子核半徑，M_p爲質子靜止質量，c爲光速，e爲電子電荷。

以上爲單一粒子的躍遷率。實際上實驗所觀測到躍遷率的趨勢就像單一粒子磁矩的趨勢一樣，例如實驗所觀測得$B(E2)$之值大過以上單一粒子所估計的甚多。

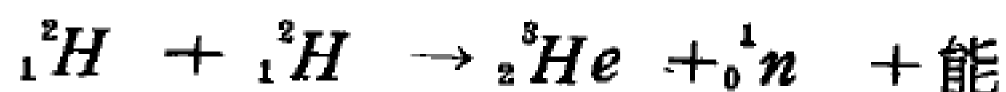
【原子核熔合】(Nuclear fusion)

供給兩個輕原子核以大量的能，則它們就可以結合成一個較重的原子核，並再放出更多的能。這種原子核的反應叫做原子核的熔合。最主要的熔合反應是氘(^2_1H)和氘在高溫(約五千萬度)下，熔合而成氚(^3_1H)和質子，並放出巨量的能：



$$^2_1H+{}^2_1H\rightarrow{}^3_1H+{}^1_1H+\text{能}$$

或是熔合成氦和中子，且放出巨量的能：



$$ {}_{1}^{2}H + {}_{1}^{2}H \rightarrow {}_{2}^{3}He + {}_{0}^{1}n + \text{能} $$

熔合反應所損失的質量比分裂（*fission*）反應的多，所以會產生更多的能。控制熔合反應，可得更多更有用的能，但是比分裂反應的控制還難。

【原子核模型】（**Nuclear model**）

除了液滴模型、費米氣體模型、殼層模型及集體模型外，其他有關係的模型如下：

1. α粒子模型（*alpha-particle model*）—— 視α粒子（兩個質子及兩個中子）為構成原子核的單元。

2. 單粒子殼層模型（*single-particle model*）—— 如同殼層模型一樣，但奇數 *A* 原子核的性質視為由最後一個未成對偶的核子所表現。

3. 多粒子殼層模型（*many-particle model*）——如同殼層模型一樣，但考慮及殼層外束縛不緊的核子間之交互作用。

4. 統一模型（*unified model*）——視核子近乎單獨在一共同而變化緩慢的非球形力場中運動，個別核子及集體運動對受激的效應均列入考慮。

5. 李爾生模型（*Nilsson model*）——視核子單獨在一形變的力場中運動，此形變力場即李爾生位（*Nilsson potential*）以非軸對稱的諧振位能、自旋與軌道角動量的耦合及軌道角動量與軌道角動量的耦合等三者模擬之，此模型應用於形變核。

參閱“原子核液滴模型（*Liquid drop model of nucleus*）”條。

“原子核費米氣體模型（*Fermi gas model of nucleus*）”條。

"原子核殼層模型（*Shell model of nucleus*）"條。

"原子核集體模型（*Collective model of nucleus*）"條。

【原子核質量】（**Nuclear mass**）

原子（*atom*）是由原子核加上外圍電子所組成。外圍電子的質量非常小，已被很精確地測知原子核的質量可由質譜儀測定之。在理論上物理學家威沙克（*Weizsäcker*）曾經依據液滴模型導出一半經驗質量方程式（*semi-empirical mass formula*）計算原子核質量 $M(A, Z)$ 如下：

$$M(A,Z)=[ZM_p+(A-Z)M_n]-a_1A+a_2A^{2/3}+\frac{a_3}{A}(A-2Z)^2+\frac{a_4Z^2}{A^{1/3}}+\delta(A,Z)$$

式中第一項表示該原子核所含質子和中子的質量總和，第二項表示核體積能量（*volume energy*），第三項表示核表面能量（*surface energy*），第四項表示不對稱能量（*asymmetry energy*），第五項表示原子核庫倫能量（*Coulomb energy*），第六項 $\delta(A, Z)$ 表示因成對效應（*pairing effect*）所需作的修正。

由上式求得原子核質量 $M(A, Z)$ 後，即可算出核結合能 $B(A, Z)$，所繪出每核子結合能 B/A 對質量數 A 之圖，即是一般每核子結合能曲線。

又該式中係數 a_i 之值，通常從已知數核質量的正確數值代入上式求得之，再依此經驗式所得 a 值求出其他各核質量。物理學家費米（*Fermi*）曾經對中重以上原子核的質量導出下面的半經驗原子核質量方程式

$$M(A,Z)=0.99391A-0.00085Z+0.014A^{2/3}+\frac{0.021}{A}(A-2Z)^2+0.000627\frac{Z^2}{A^{1/3}}+\delta(A,Z)$$

單位爲u，式中

$$\delta(A, Z) = -0.036A^{-3/4} \text{（適合於偶數}A\text{偶數}Z\text{原子核）}$$
$$= 0 \text{（適合於奇數}A\text{原子核）}$$
$$= 0.036A^{-3/4} \text{（適合於偶數}A\text{奇數}Z\text{原子核）}$$

【原子核質量數】（Nuclear mass number）

原子核中所含的質子數及中子數之和稱爲該原子核的質量數，例如氫核 $^{1}_{1}H$ 質量數爲 1，鋰核 $^{7}_{3}Li$ 質量數爲 7，鐵核 $^{56}_{26}Fe$ 質量數爲 56，金核 $^{197}_{79}Au$ 質量數爲 197，鈾核 $^{238}_{92}U$ 質量數爲 238。原子核質量數與實際原子核質量有稍微的不同。設原子核質量爲M，其質量數爲A，二者之差（$M-A$）稱爲質量欠缺（*mass defect*）或質量盈餘（*mass excess*）。每核子平均質量欠缺數稱之爲緊束分數（*packing fraction*），以P表之，則爲

$$P = \frac{M-A}{A}$$

【原子射束】（Atomic beam）

在眞空系統中，具有高速度單向運動之原子或分子束。此射束可以由含低壓氣體管之針孔射出而產生，利用射束穿過磁場或電場，可以決定原子磁矩和精細構造。

【原子堆】（Atomic pile）

即核子反應器（*nuclear reactor*），亦稱爲原子反應器（*atomic reactor*）。是製造原子彈的基礎。原子彈是利用核分裂而產生能量的，但在當時，人們並不知道核分裂之反應能否控制，爲了瞭解人類控制核分裂的可能性，費米（*Enrico Fermi*）和西拉德（*Leo Szilard*）及同他在一起工作的科學家們設計了原子堆，是由純石墨（*graphite*）塊堆成，中間安插著許多鈾棒。依據他們的計算，在此原子堆中之鈾原子受中子撞擊分裂時所產生的 2～3 個中子將再撞擊到其他的鈾原子，再

引起這些受撞擊的鈾原子分裂。這些分裂的鈾原子，又送出許多中子，這些中子又撞擊而分裂另一些鈾原子，如此連續的反應稱之爲連鎖反應（*chain reaction*）。這種反應將繼續下去直至鈾原子用盡爲止。他們相信如果這種連鎖反應試驗成功並可有效的加以控制，那麼原子彈的製造及以後原子能之其他應用均將可能。

原子堆先開始舖一層切成磚形的石墨塊。石墨是碳的一種形式，普通用作鉛筆的芯，在這兒作爲緩速劑（*moderator*）。在這種控制下，中子子彈可使更多的原子分裂開來。選用石墨做爲緩速劑的原因是：(1)材料中應不含任何一種像鈾-238一樣會捕捉中子的核。(2)材料的核質量應與中子質量相近，因爲從理論和經驗中我們知道在彈性碰撞（*elastic impact*）中，質量相等或近乎相等的兩物，才能在最少的碰撞次數下失去最大可能的能量。

在這一層的上面，另舖一層石墨，並以適當的格式，嵌入鈾和鈾的氧化物。因爲當時所掌握的純鈾金屬只有14,200磅，所以必須兼用氧化鈾來代替。並非所有的鈾皆能被來自空中的中子所擊破。自然存在的鈾，是鈾-234、鈾-235和鈾-238的組合體。它們是同位素，化學性質相同，而重量各異。鈾-234爲數甚微，無足輕重。在鈾的同位素中，鈾-235可以被中子子彈所擊破。唯其數量較之鈾-238，仍少而又少，在每1,000個鈾原子中，約有7個鈾-235原子。換句話說，每有139個鈾-238原子，才有一個鈾-235原子存在。因在自然界裏共同存在的同位素，很難分開，所有三種形式，在第一個原子堆中，都同時出現。

在構件裝配鈾堆還不夠大時，還不至於引發連鎖反應，因爲中子逃逸的比例太大，以致不能因中子生產而增加數目。但在達到可從理論推算的某一臨界尺寸（*critical size*）時，就能從單一分裂過程（由放在中心位置的中子發生材料引起的）轉爲連鎖反應。爲避免突然爆炸，在

鈾堆及附近的不同地位安置很多儀器以測驗中子的稠度 (*neutron intensity*)。此外，又有所謂控制桿 (*control rod*) 插在鈾堆間隔適宜的滑槽中。這些控制桿是由一些吸收中子特別有效的材料做成。硼鋼和鎘金屬是其中的兩種。我們調整控制桿伸入槽中的深淺程度，就可以調節堆內的中子通量 (*neutron flux*)。

物理學家們經過了極精細的計算設計出這世界上第一個用石墨塊堆成的堆。這原子堆按計算應可起動及控制核分裂的連鎖反應。1942 年十二月二日原子堆按裝完成並開始試車，在數十位科學家注目下，起動的控制桿緩緩升起，花費了一整天的時間，核分裂連鎖反應圓滿達成了。進一步的試驗更證明此連鎖反應並能有效的加以控制。這一偉大的成功啓開了原子時代的大門。

但當時並沒有隻字片語提及這一項人類天才的偉大成就，因爲這一切到 1945 年八月六日以前一直都在嚴格保密下工作。連鎖反應的存在最先僅由中子記錄顯示，其時的熱產量 (是動力反應爐的終極目的) 小到無法測量。在十二月二日那一天的動力等級約爲半瓦特。十天後鈾堆完工的一刻，控制桿小心地再多抽出一點就達到 200瓦級；十一個月以後在克靈頓 (*Clinton*)又完成一個較大鈾堆，在 500仟瓦　熱) 動力級下工作；在 1944 年五月達到 1,800 仟瓦，1945 年中有三具反應爐在華盛頓州的漢福德 (*Hanford*)地方工作，總計動力達好幾百個百萬瓦 (*megawatt*)。

【原子移動】(Atomic migration)

在分子內一原子將價鍵傳到另一原子時，稱爲原子移動。

【原子理論】(Atomic theory)

若把物質連續不斷的分割下去，有時能得一不失其本性，且不能再分割的顆粒，此種顆粒稱爲原子 (*atom*)。 原子一詞，係從希臘字意義爲不可分的 *atomos* 轉變而來。首先從原子觀點硏討物質構造的人，

是希臘哲學家琉西柏斯（*Leukippos*），後由他的學生德謨頡里圖（*Democritus*）予以發展。德謨頡里圖的學說，認為原子是組成萬物的基本要素，它們是不可再分割的微粒，佈滿於宇宙間，是永遠不息地運動著，由於雜亂的碰撞而結合，於是乃生萬物。

德謨頡里圖的學說演至紀元前第四世紀，大哲學家亞里斯多德（*Aristotle*）乃創物象說，並主張物質為連續的，而代替了原子說。他的學說可以說是依據恩比多格爾（*Empedocles*）的學說而建立的。恩比多格爾學說，以土、空氣、火、水四者為物質之基本要素，而萬物均由此四者組成。亞里斯多德的學說，不僅影響了那個時代的判斷，亦控制整個西方哲學家達二千年之久。依此學說，能滋生一種物質可變成其他物質的見地，以至後來生產了一種不科學的鍊金術（*alchemy*），鍊金家的主要目的是想將賤金屬變為貴金屬，這種想法在那時雖屬徒勞無益，然對科學之發展亦不無貢獻。

及至十七世紀時，英人波義耳（*Robert Boyle*）對四要素學說，予以強烈的抨擊，並力倡科學學說之建立必須求之於實驗，又建議物質可分為化合物及元素，化合物是可以用化學方法使其分解的一種物質，元素是不能以化學方法分解的一種物質，元素之所以相異係因其原子內部構造不同，如分解或化合般的化學變化，係因此等元素之分離或結合而引起，並臆想有如今日稱之為電子般之物為原子內部構造要素。原子說從此由自然哲學家移交予化學家和物理學家。到了十八世紀，由於化學實驗技術的發展，氫、氧、氮等元素便相繼被發現，波義耳的學說由此建立了基礎。隨後法國化學家拉瓦節（*Lavoisier*），根據一連串的實驗，證明燃燒為物質的氧化現象；在每一化學反應中，其產物的重量恰等於構成反應所需物質的重量，此即質量不滅定律。待此項結果被提出以後，像波義耳倡導的原子說漸為世人所注意。俟在化學上發現定比定律及倍比定律，原子理論更為盛行。英人道爾頓（*John Dalton*）為了要

解說質量不滅定律、定比定律及倍比定律，遂於 1803 年創一新原子假說，為理論化學奠定了基礎，使化學躍進一大步。其大意謂：每一物質係由若干原子所組成；同屬一元素的原子均有相同的質量、相同的性質；相異元素的原子則互異；一化合物係由少數不同種類原子之結合；任一化學變化只是原子間的分離或結合而已，原子則不能創生亦不能毀滅。科學家們曾用此學說，說明了質量不滅（*conservation of mass*）、定比及倍比等定律之存在。

在 1808 年，又有法國化學家給呂薩克（*J.L. Gay-Lussac*）提出氣體反應定律，此定律謂：在化學反應中，所產生的氣體之體積與參與反應的氣體之體積，有一個簡單的比例。此亦是對原子理論最有力的辯論據點。繼此一定律亞弗加厥（*Avogadro*）又提出：「在同溫同壓之情況下，同體積之一切氣體，含有同數分子」之定律，依此可辨清分子與原子間的區別，即原子為元素的最小單位，分子為幾個原子所成，乃是化合物的最小單位。

及至 1829 年，化學家們又想找出元素性質與其原子量間的關係，此項工作終為蘇俄科學家門得列夫（*D. I. Mendeleiev*）所完成，當他在 1869 年發表了週期律後，原子說更有一大躍進。

後來物理學家又從力學立場，依據物質係由分子或原子所成的思想，來研討氣體的狀態，而形成所謂氣體運動論之學說。此後，物質構造之質點說的見解，漸由化學領域擴展到物理學的領域。

近代之原子理論，始自湯木生（*J. J. Thomson*），他於 1903 年用高速粒子打擊原子，發現大多數粒子均能直穿而過，據此他創立了一個原子模型，認為原子是帶正電性的球狀質點，電子散佈其中。但此模型並未能滿足其他實驗的結果。1908 年拉塞福（*E. Rutherford*）利用 α 粒子打擊金箔，發現了某些大角度的偏折，遂廢棄了湯木生之理論，倡議原子核為極小粒子，電子乃繞其核高速廻轉，此發現奠定了近代

核子物理的基礎，嗣後量子理論出現，以統計力學、波動力學來解釋原子內的現象，原子的理論大致已達完備之境。

【原子雲】(Atomic cloud)

核武器在空氣中或靠近地面的地方爆炸後，將熱氣體、煙霧、塵埃和其他物質帶到上空而形成的雲堆稱爲原子雲，這種雲通常爲蕈狀。

【原子量】(Atomic weight ; Atomic mass)

任何元素的原子量大約等於其原子核內質子數與中子數的總和。各種元素之分子及原子均極微小，不易直接測出其重量，過去曾選擇一種元素作爲比較標準，然後求出各種元素之分子量或原子量。標準元素及其原子量過去選定爲氫原子量，數值定爲1。1905 年國際原子量委員會決定改用氧之分子量 32 及原子量 16 爲比較之標準。

1961 年國際純粹及應用化學聯合會(*Council of the International Union of Pure and Applied Chemistry*)又決定採用碳之原子量 12 爲各元素比較之新標準。據此新標準單位推算而得之氧原子量並非過去之 16.00u，而係 15.994u，氫爲 1.00800u；而此新比較標準碳之本身原子量亦非 12u，而係 12.011u。惟科學家取其整值爲計算之根據。

上述原子量單位標準也用以表示電子、質子、中子及原子核的相對質量。電子的質量爲 0.000546 u，質子的質量爲 1.007277 u，中子的質量爲 1.008665 u。

$1u = 1.6604 \times 10^{-24}$ 克，此數的倒數爲 $6.0228 \times 10^{23}\ amu$ / 克，即是亞弗加厥常數。又一質量單位相當的能量爲 $E = mc^2 / e = 9.31480 \times 10^8\ eV = 931.480\ MeV$。

【原子量單位】(Atomic mass unit ; amu)

原子量單位其定義卽爲：

$1\ amu = 1$ 個碳(^{12}C)原子質量的十二分之一。

這一單位普遍地應用於原子和原子核的量度上。

amu 與 *g* 間的關係爲：

$$1\ amu = \frac{1}{2} \times 1.9925 \times 10^{-22} \text{仟克}$$

$$= 1.6604 \times 10^{-24} \text{仟克}$$

1 *amu* 相當之能量值，可用關係式 $E = mc^2$ 求得

$$1\ amu = 1.492 \times 10^{-10} \text{焦耳}$$

因 1 焦耳 $= 6.242 \times 10^{12}\ MeV$，得

$$1\ amu = 931.478\ MeV$$

因此，當一質點之質量 *m* 以 *amu* 表之，則質點之靜止能以 *MeV* 表之

$$E = 931.478\ MeV$$

電子、質子及中子之值爲

質　　點	靜止質量 (*amu*)	靜　止　能 (*MeV*)
電　　子	0.000549	0.511
質　　子	1.007825	938.300
中　　子	1.008665	939.600

【原子間的力】(Interatomic forces)

原子間的力是指原子與原子間的交互作用力而言。在理想的離子性晶體 (*ionic crystal*) 中主要的原子間的力有兩種，一種是離子間的庫倫作用力 (*Coulomb's force*)，例如 $NaCl$ 晶體中，Cl^- 與 Na^+ 間的庫倫力；一是離子層與離子層間的相互作用力；這兩種力都是二體力 (*two-body forces*)。

另外還有一種原子間的力，稱爲彈性原子間的力 (*elastic interatomic force*)，這是指不構成分子或晶體的原子間的力，通常使一種原子與另一種原子作彈性碰撞，然後測出它們的碰撞機率、散射

情形，進而計算這兩種原子間的力的參數等；同時也可算出原子的半徑。

【原子間距離】(Interatomic distance)

原子間距離為分子或晶體中兩原子間的距離；通常這種距離約為分子中兩原子的原子核之距離。

由於原子在分子中，或在晶體內，其半徑是隨分子或晶體中兩原子的鍵合關係（ *bonding relationship* ）而定，因此原子與原子間的距離也隨原子的鍵合關係而改變。茲就不同的原子結合情況，原子半徑可分為四種：

(1)離子半徑——兩原子作電價性鍵合。

(2)共價半徑——兩原子作共價鍵合。

(3)金屬鍵半徑——在金屬狀晶體(*metalic crystal*)中的原子半徑。

(4)范得瓦半徑（ *Van der Waal's radius* ）——是指兩原子並無鍵合情形，但均對其他原子作共價鍵合時此兩原子的半徑。

【原子散射因數】(Atomic scattering factor)

又稱為原子構造因數（ *atomic form factor* ），是量度原子散射效率大小的物理量。如X光，散射因數由原子內電子的分佈決定，原子核太重不能有所反應。在不同位置的原子產生不同相位的散射波而互相干涉。同理，在單一原子內，不同位置的電子有不同的相位，而且不同的位置有不同的電子密度，所以我們可以定義原子散射因數f為

$$f \equiv \int dV n(\vec{\rho})\, exp(-i\vec{\rho}\cdot\Delta\vec{k})$$

式中$n(\vec{\rho})$為電子的密度函數，$\vec{\rho}$為原點到某點的向量，$\Delta\vec{k}$為散射後的波向量和散射前的波向量的差。若假設電子分佈為球形對稱，則

$$f = 4\pi\int d\rho\, n(\rho)\vec{\rho}^2\,\frac{\sin\mu\rho}{\mu\rho}$$

式中μ表Δk。用這種X光的散射方法，可以算出在鑽石結構內，共價鍵的電子分佈。

【原子電池】(Atomic battery)

以矽的P-N 接合部分，利用鍶(*strontium*)的放射能使其發生電動力的電池。

【原子電池組】(Atomic battery)

一種放射同位發電機(*radioisotopic generator*)。

【原子團】(Atomic group)

數個原子之集合體謂之原子團。

【原子態統計權重】(Statistical weight of atomic state)

角量子數爲j的原子能態，爲$2j+1$個簡併態，每一副態(*sub-state*)有相同的統計權重(假設均爲1)，故原子在角量子數j能態的統計權重爲$2j+1$。

參閱“統計權重(*Statistical weight*)”條。

【原子彈】(Atomic bomb)

一種藉重元素(鈽、鈾等)的分裂來產生威力的炸彈。第二次世界大戰時，由於原子科學發達及戰爭的需要，遂有原子彈的產生。

原子彈的基本材料是鈾 - 235和鈽 - 239，自天然鈾中分離出含量少的鈾 - 235是一項非常麻煩的工作。鈽 - 239 因化學性質同鈾完全不同，在分離上比較方便，易於獲得純度極高的原料。所以在價格上鈽 - 239較鈾 - 235 爲低。在核分裂時鈽 - 239 每次分裂所平均放出之中子比鈾 - 235 爲多，產生爆炸性的核分裂亦較易。所以現在的原子彈均由鈽 - 239 製成。

核分裂連鎖反應(*chain reaction*) 可分爲三種狀態，即能恰好維持連鎖反應進行的臨界狀況，無法維持連鎖反應的次臨界狀況，及核分裂反應速率隨時間累進增加的超臨界狀況。如果鈽 - 239 或鈾 - 235

每次核分裂後所產生的中子能有效的被引導來產生另一次核分裂(即在超臨界狀態下),則核分裂擴張的速度是大得驚人的。由於核分裂的迅速連續產生,在很短的時間內大量能量的釋放形成極猛烈的爆炸,原子彈就是利用核分裂這一特性而製造出來的。

如何才能使易分裂物質達到超臨界狀況呢?我們知道就像要製成原子爐的爐心一樣,其所用燃料鈾-235或鈽-239的數量必須超過一臨界質量,超過臨界質量的鈾-235或鈽-239予以適當的安排就會產生超臨界狀況。

原子彈是一個特殊的裝置,它能在很短的時間內構成一個超過臨界質量的鈾-235或鈽-239的聚合。但在儲藏或運輸情況下,這些爆炸物分散在四方均保持在次臨界狀態而無發生爆炸的危險。所以原子彈除外面的容器及主要的原料鈽-239或鈾-235外,剩下的就是平時儲存及引爆時聚合所有燃料的機械裝置。這機械裝置部分是最機密最困難的部分,如何能在極短的時間內把所有的鈽或鈾聚集成一超臨界值的裝置,而在這聚集的過程中不產生較大量的核分裂反應。因爲一旦產生較多核分裂反應由於其產生的能量將阻礙"燃料"的聚合,而不能有效的合成一個遠超過臨界質量的聚合體,影響瞬時間完成所有"燃料"產生核分裂的效果,而大大的減少了爆炸的威力。

一個很簡單的聚合方法,是將兩塊次臨界情況的燃料突然推聚到另一塊次臨界情況的燃料而達超臨界狀態。其平時之安置如圖10—25所示。爲了要使這三塊燃料非常迅速的聚合在一起,可利用槍砲的發射原理以完成之。當然還有許多其他方法可以達成這種目的。

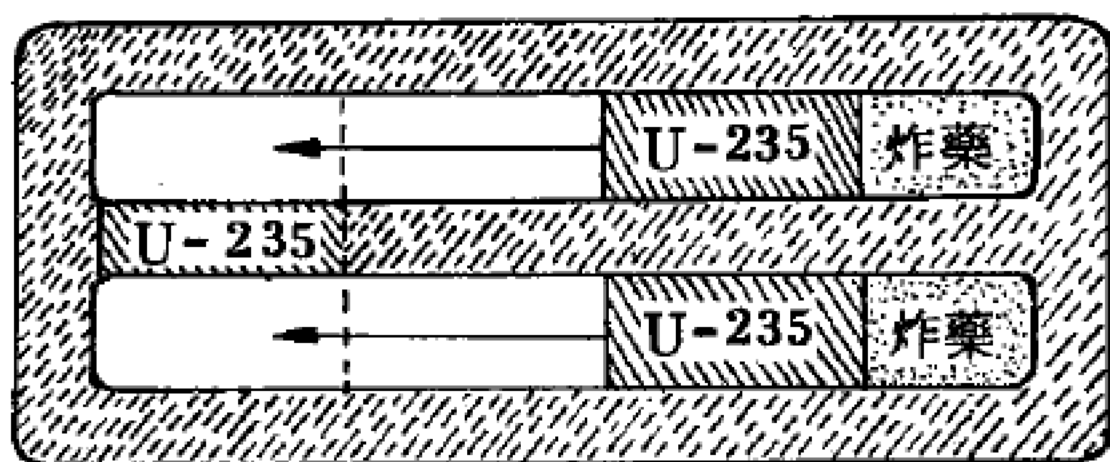


圖10—25
原子彈假想裝置

通常我們衡量原子彈的威力以仟噸(*kiloton*)做單位。威力特大的則用百萬噸(*megaton*)。這仟噸或百萬噸的意義是代表該原子彈之威力相當於若干仟噸或百萬噸的*T.N.T.* 炸藥爆炸時釋放出來的能量。一仟噸之原子彈爆炸時所釋放之能量相當於1,000噸*T.N.T.* 所放出者，或者說可釋放出 5×10^{12} 焦耳之能量，相當於 10^{12} 卡。

原子彈以其能量之大小而決定其威力範圍，以20仟噸的原子彈來作估計，其有效的威力範圍圈之半徑約爲2哩。原子彈的殺傷及破壞力可分爲下列四種形式：

1.爆炸震波(*blast*)的殺傷及破壞——由於原子彈的爆炸，空氣的強勁震波直接對建築的破壞及人員的殺傷。以投在廣島的20 仟噸的原子彈爲例，在著彈點半哩以內的住屋建築物均破壞無遺，0.5哩到1.5哩間的建築亦遭到很嚴重的損壞，直到4哩以外較差之建築還會被震波破壞及倒塌。人員在半哩以內者逃生的可能性很小，半哩以外多因房屋倒塌而壓斃，在廣島及長崎有一半左右的死傷是由爆炸的震波所引起。

2.燃燒(*burns*)及熱射線的殺傷及破壞——在廣島及長崎投下的原子彈，其傷亡中有30％ 是由於爆炸後的高熱及強光所引起。在著彈點附近受燃燒傷亡率更是極高，即使在一哩以外的人都有受著極嚴重之燒傷的。在著彈點4～5哩以外，還會感到爆炸所放出之灼熱。在著彈點兩哩以內的建築多受爆炸熱的影響而發生燃燒，燃燒的範圍較震波的範圍爲小，故並不擴大災害地區。

3.放射線(*radioactivity*)的殺傷——放射線對建築的破壞並不明顯，它主要的危害是對人畜的殺傷，在廣島及長崎有15％ 之傷亡是由於它所引起。如果當時當地居民對放射性事先有所瞭解，則受它傷害的人數必會大大地減低。因爲有在原子彈爆炸的頭一、二分鐘內所射出之放射線具有重大的殺傷力。如對這些放射線防禦得法，可避免掉許

多不必要的傷亡。放射線造成對人生命危害的範圍亦僅在一哩左右，在一哩以外，人畜雖會受到輕度的傷害，但絕大多數均能完全恢復健康。

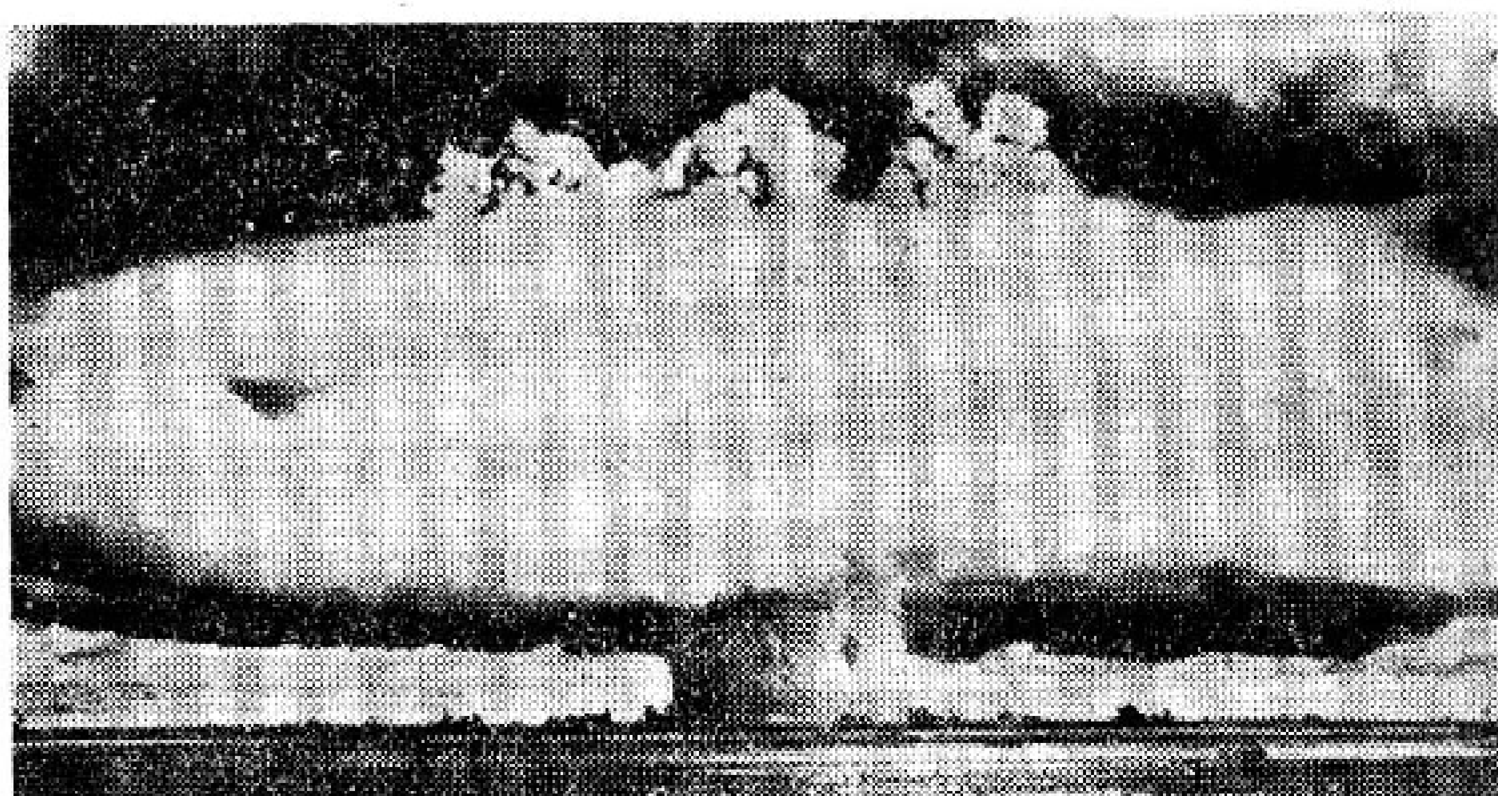


圖 10 — 26　原子彈地面爆炸之暈狀原子塵

4. 原子塵或落塵（ *fallout* ）的危害——原子塵這名詞大家一定聽得很多，它是原子彈爆炸後飄浮在空中的許多放射性的小質點，就像普通塵埃一樣隨風浮盪，緩緩落至地面。如果是普通的鈾彈或鈽彈在空中爆炸，原子塵的危害是很輕微的。就像廣島、長崎的例子，受原子塵嚴重傷害的人是極少數的。但是如果原子彈在地面或地下爆炸情形就不同了，大量的放射性極強的原子塵飄浮在空中，如果不加預防及清除，它降落在屋上、院子裏伴著你生活，在長期的放射線暴露下沒有人能繼續生存的。另外有一種原子彈在彈的外面包上一層易轉變爲強放射性的金屬，如鈷－59，俗稱爲鈷彈，爆炸後放射性的鈷－60隨風浮散，造成廣大的放射性危險區域。此種原子彈又名髒彈（ *dirty bomb* ）。

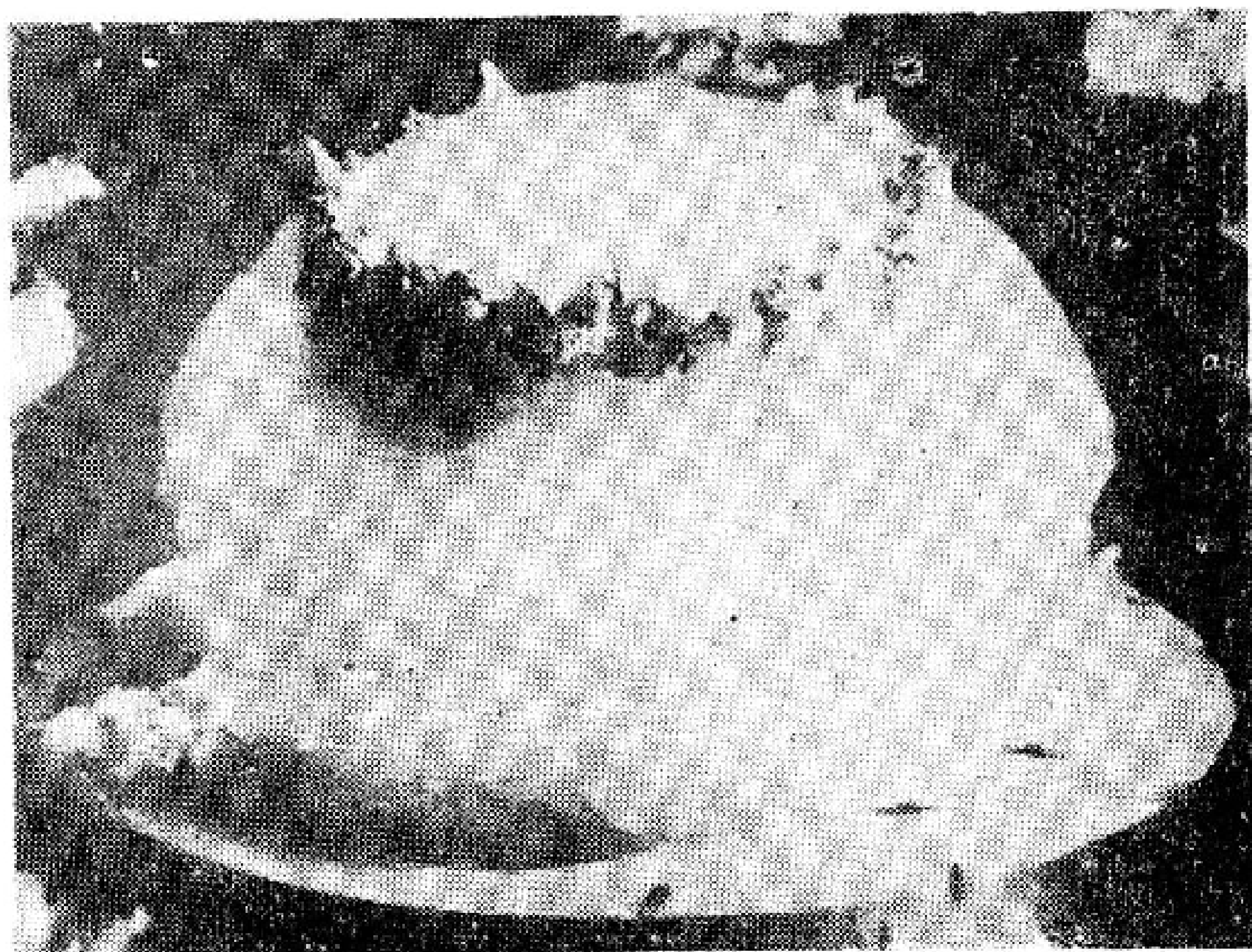


圖 10 — 27　原子彈水底爆炸奇觀

原子塵的擴散範圍視氣候而定，在有風的天氣，下風的區域可擴散到數十哩以外，逆風的地區另在著彈點附近亦可免遭原子塵之害，如圖 10 — 28所示。

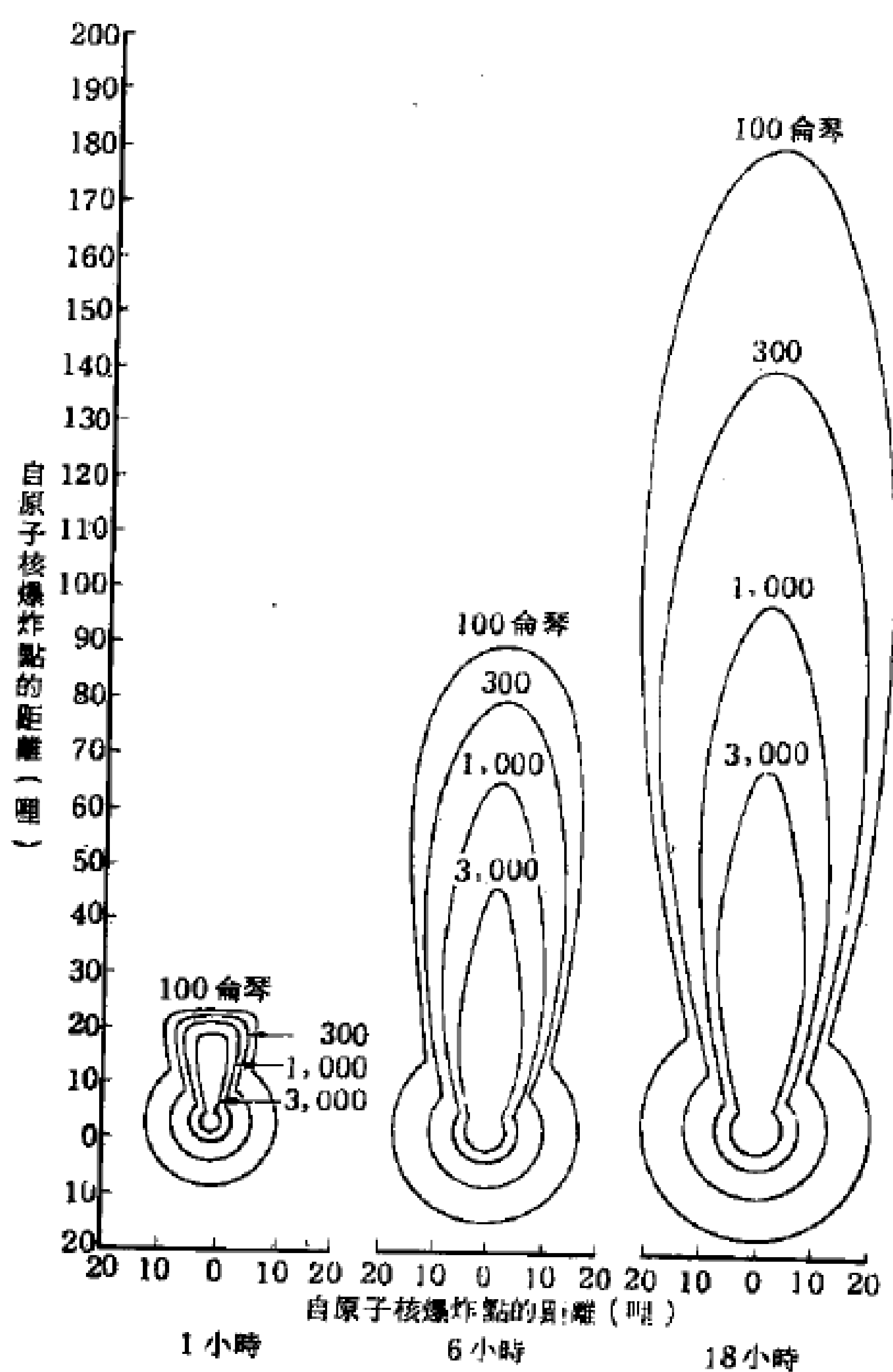


圖 10 — 28
風速爲每小時10哩時原子塵隨風散佈情形

【原子質量單位】（ Atomic mass unit ; amu ）

即原子量單位。等於1.660 $\times 10^{-24}$ 克。

詳閱“原子量單位（*Atomic mass unit ; amu*）”條。

【原子價】（ Valence ）

表某一元素之一原子與另一元素之幾原子互相化合之定數。普通以氫爲測原子價之標準而定爲一價，因爲氫元素之一原子至多只能與其他元素之一原子相化合之故。如氯之一原子與氫之一原子化合成氯化氫，則氯之原子價爲一而爲一價元素；氧之一原子與氫之二原子化合成水，則氧之原子價爲二而爲二價元素；餘類推。如不能與氫化合之元素，則須求其一原子與任意一價元素之幾原子相化合之數。如鈉之一原子與氯之一原子化合成氯化鈉，則鈉之原子價爲一；銅之一原子與氯之二原子化合成氯化銅，則銅之原子價爲二。但原子價並非皆一定不變，有因所處之地位而異者；如氯有一價三價五價七價之時，硫有二價四價六價之時等是。表原子價之法，附橫線於元素符號旁或附“ ＋－ ”號於元素符號右肩，如Cl — 或Cl^{-} 及O＝或O^{--}。

【原子潛艇】(Atomic submarine)

以核反應所產生的原子能做爲燃料的潛艇，稱爲原子潛艇。選用原子能做爲潛艇燃料，有三種原因：(1)潛艇一般用電池推動的馬達行駛，必須經常有空氣維持，改用原子能，便不用依賴空氣了。(2)潛艇補添燃料十分費事，改用原子能，節省不少開支。(3)原子能在目前階段中，成本很高，不宜採作一般商業性交通工具之用。

原子能潛艇倡議於海軍上將李可佛(*Hyman George Rickover*)，他於二次大戰期中曾任艦船局(*Bureau of Ships*)電氣部上尉主官。於大戰期間對電子裝備的發展與創新有過卓越的貢獻。1946 年，自動申請派赴奧克立治從事原子能的研究發展。他深信原子能潛艇之建造可以實現，但海軍方面對他的觀點很少能予支持。後經上書海軍作戰司令尼米茲上將(*Admiral Chester Nimitz*)，得其推荐。1949 年，李可佛負責原子能委員會(*A.E.C.*)的海軍原子能反應器部(*Naval Reactor Branch*)的工作，調集了一群年輕的海軍軍官會同原子能科學家一起工作，最後完成了鸚鵡螺號(*Nautilus*)潛艇的功績。

鸚鵡螺號是美國製成的第一艘原子潛艇也是世界上第一艘用原子能推進的潛水艇。它是在 1955 年一月十七日開始試航的。該艇長 300英尺，排水量 3,000 噸，利用一個小的“反應爐”作動力來源，其中的燃料是鈾-235。鸚鵡螺號的發動機是壓水式反應器(*pressurized water reactor*)。反應爐的巨大熱量，由水傳送到鍋爐中去。水是密封在金屬管中的，受壓控制，不會變成蒸氣。金屬管中的水循環不息，推動了透平(*turbine*)，透平轉動推進槳，使潛艇前進。據估計，鸚鵡螺號有 7,500 匹馬力。它用的原子能燃料，每一磅所含能量約等於 300,000 加侖的汽油或者等於 2,600,000 磅的煤。鸚鵡螺號的艇身設計，是要它能在水中開足馬力繼續航行的。其在水中航行的速度，比在水面上航行的速度還要快。據試航前正式估計，該艇在水中航行時的

速度會超過每小時20浬。

【原子燃料】(Atomic fuel)

原子燃料是指在核反應器(*nuclear reactor*)中所用的燃料，至於核反應器則是駕馭核分裂(*nuclear fission*)所產生的能量之裝置。

原子燃料在基本上是可裂材料(*fissionable material*)與可孕材料(*fertile material*)的混合物。這其中最重要的成分是可裂材料，被中子(*neutron*)撞擊後可以產生核分裂的材料。天然的可裂材料只有鈾-235，在天然鈾中鈾-235的含量小於1%(實際上是0.7%)。

幾乎天然鈾所有的剩餘部分(99.28%)都是鈾-238 同位素，由於另一不同而有關聯的原因使我們對它也很有興趣。因爲當中子撞擊鈾-238時，普通都會產生一種名爲鈽-239的可裂材料。所以雖然天然鈾裏實際上只含極小部分的可裂材料，然而差不多全部都可以轉化成可裂材料。

由於鈾-238具有可轉化成可裂材料的性質，所以鈾-238被叫做可孕材料。另一具有此同一性質的物質是釷(*thorium*)元素。它的可裂衍生物仍是鈾的另一同位素，名爲鈾-233。

【原子擊碎器】(Atomic smasher)

微小的原子世界，卻要用巨大的工具來研究，像粒子加速器，也就是一般所說的原子擊碎器。

原子擊碎器利用原子的各部分，如質子、中子或電子，來轟擊原子核。把這些極小的質點，以驚人的速度，投向它們的目標，以致使它們衝進了原子核的內部。有時使它們向四面八方發射出去。當使原子核吸收或放出質點時，科學家們卽稱爲已擊碎一個原子。也就是約束原子核結合在一起的神秘力量，業已被克服了。新的質點，已被送進原子核裏，或者是它所具有的部分質子、中子以及能量，被釋放出來。

原子質點結合的過程，謂之熔合（*fusion*）。太陽即因其原子發生熔合現象而產生能量。氫彈爆炸也和原子熔合的效果相同。

使原子核分解的過程，謂之分裂（*fission*）。由原子分裂而釋放出來的能量，如原子彈，可引起嚴重的破壞。

原子擊碎器，是一種龐大的機器，可產生小規模的原子熔合和分裂。科學家利用它們，對這些極小的物質微粒，來探求更多的知識。在使用中的原子擊碎器很多，都有一個很長的名字，如范得格拉夫發電機（*Van de Graaff generator*）、核子加速器、廻旋磁力加速器（*cyclotron*）、電子加速器（*electron accelerator*）、貝伐加速器（*bevatron*）等。所有的原子擊碎器，亦即科學家稱之爲質點加速器者，皆價值高昂，要花費幾百萬美元，才能建立起來。

這些原子擊碎器，或者質點加速器，你可以想像爲狹長的原子發射間，以準備擊碎的原子爲目標，由其他原子而來的質點如質子、中子或電子爲子彈。

縱使大多數的原子，其空間都虛而不實，但仍有足夠的質點，擊中它們的目標，進入或擊破許多原子的原子核。

在原子擊碎器裏所發生的原子爆炸，沉寂無聞。除了警鈴聲，或馬達發出的呼呼聲之外，整個過程都安靜得令人不可思議。沒有人能夠看見個別的原子子彈，或從靶上飛出來的原子質點。蓋革計數器或其他儀器，可用來測量這些看不見的質點，它們可能只存在幾分之一秒。裝有自動攝影機的雲室，可記錄它們行進的軌跡。如此，對於構成宇宙萬物，令人驚異萬分的原子，人們可以作更進一步的研究。

【原子鐘】（**Atomic clock**）

物質的分子和原子內部不斷地振動，原子鐘即是應用這種振動來測定時間。就原理上說，原子鐘計時的精確度，不會有一百萬億分之一以外的參差的。這等於說在三百萬年中僅有一秒之差。一般說來，我們計

時的時候總是計數正規的細微時間間隔來作準的。所有時鐘都要有正規的間隔運動來走時的，例如古老的擺鐘是靠鐘擺來回擺動的，電鐘則是利用電之五十週或六十週週期變化的作用。

像這些人工製造的鐘全要和某一種劃一不變的運動（例如地球每二十四小時自轉一週）相對照來制定自己的刻度。測定地球自轉的正確時間時，先要在地上一個固定地點上選定一顆星辰，從它正經過該地點上空時開始計算。美國華盛頓的海軍天文臺進行這種測算工作，應用一隻固定的攝影機，對準一定方向，每天幾顆指定的星辰在它上空正中部位經過時，把它們拍攝下來。然後把每天自轉一週的時間分成八萬六千四百單位，作爲每一秒的時間。但是地球在自己的軸上轉時不免有搖動，以及大氣流動潮而加速，由海洋的潮汐而滯緩，並由地殼與地下深度間物質因溫熱而移動。因此它的自轉時間隔並不完全正規化。關於這一點可以有若干糾正方法，但是總免不了有近二千萬分之一的錯誤。可是在原子及分子內部的運動，卻是絕對單純而正規化的。原子結構的特性，固定了它們週期性的振動次數。

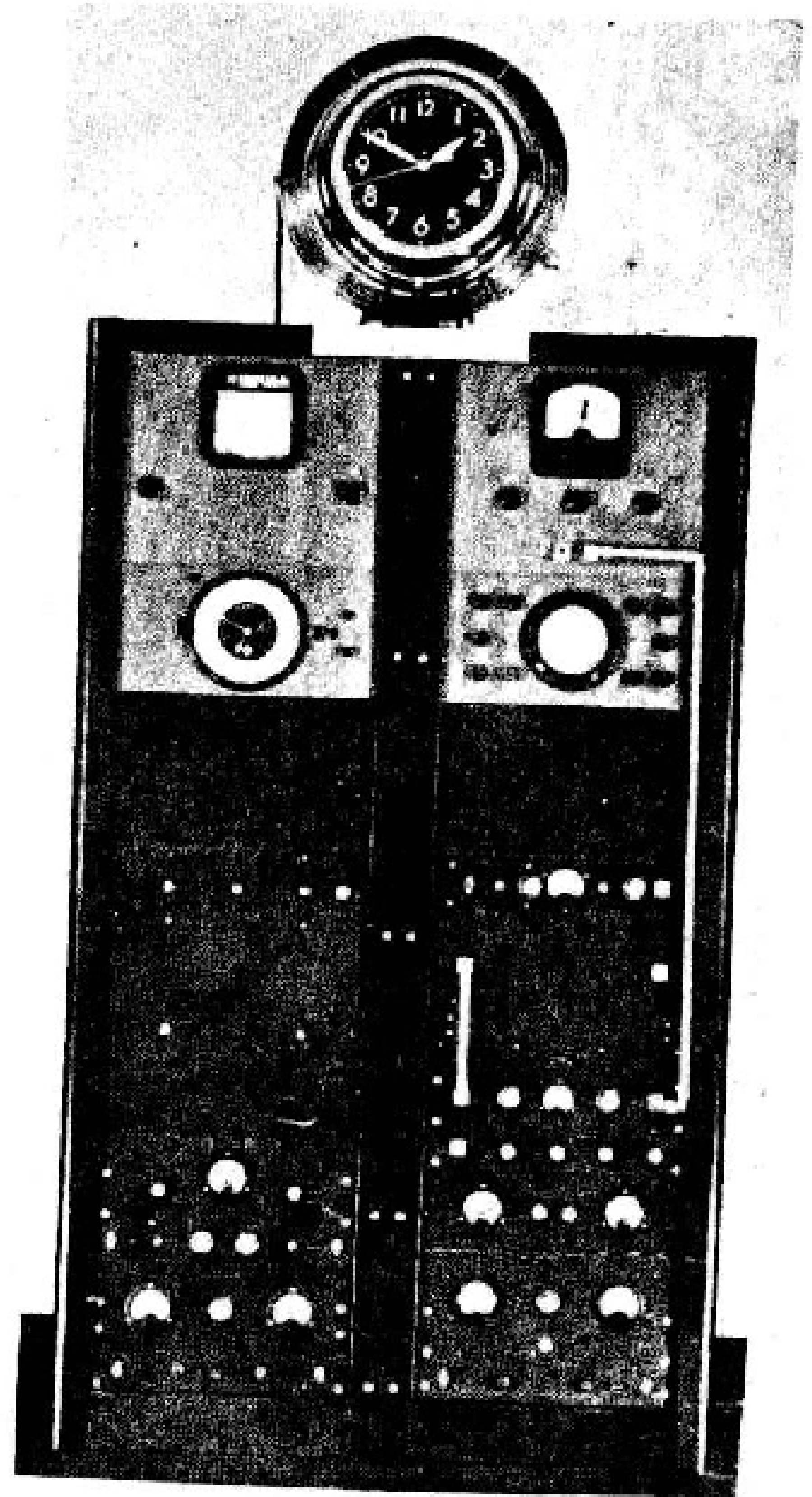


圖10—29
利用氨分子的振動作用設計的第一座原子鐘，是美國度量衡局的科學家們在1949年時製成的，差誤度不超過億分之一。

在第一具原子鐘中是應用氨分子的振動來計算時間的，如圖10—29。氨的分子組織像一座金字塔，三個氫原子分列在基腳部三點上，那獨一的氮原子居於頂點上。但是這角錐體並不是固定的。分子力像“橡皮筋”一樣，把氮原子和那三個氫

原子連結起來。氮原子可以從頂上彈下來，穿過角錐體的基底部分，向下落到底部之下，使角錐整個翻了過來。我們可以使氮原子這樣跳上跳下，每秒鐘上下 2,387,000 萬次。這是氨分子的自然振動頻率。這種頻率是由分子的組織以及原子力的本質所精確規定的，正如鐘擺往返的週期是由它的長度和地心引力作用大小所規定者一樣。

氨原子只要受小量的能推動就會按它這種自然的頻率或週期開始振動。這正像鐘擺被推動後開始來回擺動一樣。假使我們有節拍地加上這種推動力，合乎鐘擺自然頻率的節拍，結果會形成很大的擺動。同樣，假使加在氨分子上的"推動"也是每秒 23,870,000,000 次，亦即合於它之自然頻率的話，那分子也會強烈地振動。

用具有23,870 *BHz* 週波率的無線電波，可以提供這種推動。這樣的無線電波使氨分子開始作強烈振動，而在這情形下無線電波的電磁能被該分子所吸收。可是假使無線電波的週波率稍有變動（不合於氨分子振動的節拍時）分子振動減弱，無線電波被吸收者很少，甚至全不吸收。

在原子鐘中，氨氣體裝在一個長長的金屬廻旋管中。這金屬管也是無線電波的導向器，使電波從一頭進去時可以在另一頭測查出來。假使週波率不相合時，氨分子並不發動運動，無線電波沒有被吸收，在管子那一頭收到的電波訊號很強。

從管口收到的電波訊號被用來作調整電子晶體振盪器的週波率的參考，根據它來控制震盪器所發電波的週波率。美國度量衡局的一座氨原子鐘，穩定度達一億分之一。

應用鉋這一種在室溫中爲液體的銀狀金屬元素，可以製成更精確的原子鐘。在氨原子鐘中是利用一個分子中的振動，而在鉋原子鐘中所利用的卻是在原子內部的振動。鉋是鹼性金屬。因此，在它充滿電子的外殼中有一個電子像廻旋的電磁子那樣不斷旋轉著。其他在原子中的電子都是成對

的，各以相反的磁極相向而列，它們打消了相互間的磁性吸力作用。

銫原子中廻旋著的核子也發生電磁作用。於是整個原子中就有了兩個小小的，旋轉的電磁子，像陀螺似地廻轉，同時互相圍繞著廻轉。根據古典的物理學概念說來，兩個"陀螺"在自行廻轉時會發生搖動。這種搖動的頻率正是9,192 *MHz* ，即是銫原子鐘的"的答"頻率。

像對付氨原子鐘一樣，用無線電波以同樣的週波頻率可以發動銫原子的振動。受激動後的原子可以被用來控制無線電振盪器的週波率（這也和氨鐘情形一樣）。銫鐘的精確度可達百億分之一。這就等於每三百年中走時差不到一秒鐘。但是，人類一定要求有更精確的標準，絕不會滿足於此的。原子核內部的振動應該可加利用，作爲計時的標準。

當原子核振動時，它放射出一種電磁波，叫做γ線。每一種元素的同位素，它的核子有它自己的精確而特殊的頻率。例如同位素鐵－57振動及放射γ線的頻率是每秒3×10^{18}次。

這種振動看來是十分正規而穩定。核子和原子或分子不同，它有多層電子外殼的保護，使它不受外來影響的作用，因此溫度或化學變化等都不能影響它的振動頻率。

要直接計算一個核子的振盪次數是不可能的事情。但是，比較兩個振盪中的核子的頻率時卻並不困難。這方法要採用共鳴的原理，在共鳴試驗中一根振動的鋼琴弦可以使另一根同調而靜止中的弦發生共鳴震動。一個振盪中的原子核所發出的γ線，同樣可以使同類的另一個原子核發生振盪，而吸收了這一γ線。

在核子共鳴實驗中，應用鐵－57同位素證明了這一現象的存在。實驗中應用放射性的鈷－57同位素，它的核子蛻退爲受激動的鐵－57的核子。受激動的鐵－57核子振動時放射出γ線，其頻率是每秒3×10^{18}次。

把這些鐵－57的γ線緊壓成一支γ線流對準一段鐵射去，這段鐵

中含有安定的鐵－57的核子。這些核子有力地自它們那些激動的弟兄處吸收那些γ線，然後再向四面放射出γ線。假使那支γ線流的頻率稍稍不合於安定核子的共鳴頻率時，它便不會被吸收，也不會再放射出來；它會一直射過安定的鐵－57原子群。

兩個核子必須有相同的自然振動率，參差錯誤要少到不能再少，否則就不會發生共鳴。例如假使放射γ線的頻率和吸收它的鐵－57的頻率差小到雖然僅有萬億分之一時，共鳴的作用也會消失的。

但是有了良好的儀器設備，即使十分輕微的共鳴變化也能立刻被查出來的。鐵－57原子鐘可以發現$1/10^{14}$那樣細微的間隔差別。

像這種極端敏感的核子計時器也能用來測算運動，這是由於人們所知道的都卜勒效應（*Doppler effect*）作用之故。當一個放射中的核子向一個吸收中的核子移近或者離開時，吸收中的核子所收到的微粒子波，頻率會提高或降低。以前只有在高速度（例如開動中的火車放汽笛時所發出的最高聲，或者行動中星辰顏色即光波頻率的變化）中方可見到這樣的都卜勒效應發生。

在用鐵－57時，只要有每分鐘僅及12英寸的運動，就足以破壞共鳴作用。例如假使我們把受激動的核子放在轉動中的唱機盤上，共鳴現象就會消失。此外還有許多同位素，其對頻率變化的敏感度有百萬倍於鐵－57的。在這種同位素中，即使每秒一億分之一厘米的運動，都足以破壞共鳴作用。可是要用實驗來證實這種共鳴是非常困難，甚至是不可能的。

這一類特別敏感的原子鐘最近曾被用來研究試驗愛因斯坦的相對論理論。這試驗中應用人們熟悉的觀念：受激動後的核子所發射出來的γ線不是持續不斷的波而是一小包一小包的，被叫作光子的波。據理論上說來，一個光子所包含的能量和它的頻率成一定比例。

按愛因斯坦的相對論說來，引力作用應該會影響電磁波，有像這種

子波的活動的。引力對光子的作用，就和它對種種東西一樣，是一定在的，只是其影響非常之小罷了。假使相對論的說法正確的話，當引對光子發生作用時，光子的能量會發生變化，因此它的頻率也會發生化。

應用原子鐘時，這種試驗的原則是很簡單的。最近哈佛大學兩位物學家朋德和雷伯卡曾經作過這種實驗。他們在一座高 17 英尺的鐘塔上安置了放射性的鐵 - 57 。然後又在塔底安置了安定性的鐵 - 57 為吸收用的原子核。根據理論，當光子從高塔上下降時，地球的引力會使它們的能量略為增加，微微增加了它們的頻率。這種輕微的變動減弱甚至破壞了塔底那塊安定性鐵所該發生的共鳴作用。作實驗時還可以倒過來把兩塊鐵的位置換一下，把光子向塔頂上射去以測出相應的頻率遞減情形。經過再三的檢查和調整之後，朋德和雷伯卡發現光子頻率的變化情形和愛因斯坦所推斷的極為接近。

以前用實驗證明相對論的理論時，都是採用天文學方法的，例如測出一條光線在通過一個星辰的強力引力範圍中時彎曲的程度如何。哈佛大學的實驗第一次在地球上測出了引力對光子所發生的那種極細微的影響，這一點要歸功於原子鐘的高度敏感性了。

今後原子鐘再進一步改良之後，對科學研究一定有更大的貢獻。原子鐘可以建立最精確而永久性的計時標準單位,例如一秒,而且不必再以地球的自轉作標準了。正確的時間可以立刻檢查出來，不必要依賴天文學上的測算工作而等待不少年月。這種新的計時標準可以使地質學家們用來測算出地球自轉時發生的不規則情況，因而可以標誌出地球內部熔化部分的運動情況。

原子鐘還可以在時間標準對照之下測定距離標準。目前距離和時間是個別分開來測定的。但是距離長短也可以藉光波或者無線電波來測定的，原子鐘可以應用這些波的頻率，像測定時間時一樣來測定長度。結

果可以得到劃一的、科學化的度量單位。

無疑的，這樣精確的計時器將會有更多的用途。現代化科學實驗所中進行的研究工作，往往以千分之一、萬分之一、百萬分之一甚至十億萬分之一秒的標準來計算。在像這樣的工作中，有了原子鐘，使我們可以發現宇宙中許多新奇古怪的東西。

【原宇宙射線】(Primary cosmic rays)

自地球外方穿過大氣層射向地球之射線，為原宇宙射線。原宇宙射線自發射起至抵達地球，必須穿行甚長之空間，故原宇宙射線將不是由容易蛻變之介子或中子所構成，卽電子或正電子、光子均非原宇宙射線之成分，此諸見解由利用氣球或火箭之實驗而獲得證實。於是，質子成為原宇宙射線之主要成分。

如衆所知，地球宛如一大磁鐵，地磁場與磁偶極子 (*magnetic dipole*) 者相若。地磁場強度在赤道之數值約為 0.31 高斯 (*gauss*)，在極處之數值約為 0.61 高斯，當對地之高度增加時地磁場強度與 $1/r^3$ 成正比地減弱。因為電荷在均勻磁場中可作螺旋運動 (*screw motion*)，故原宇宙射線中之質子將為地磁場所偏轉。

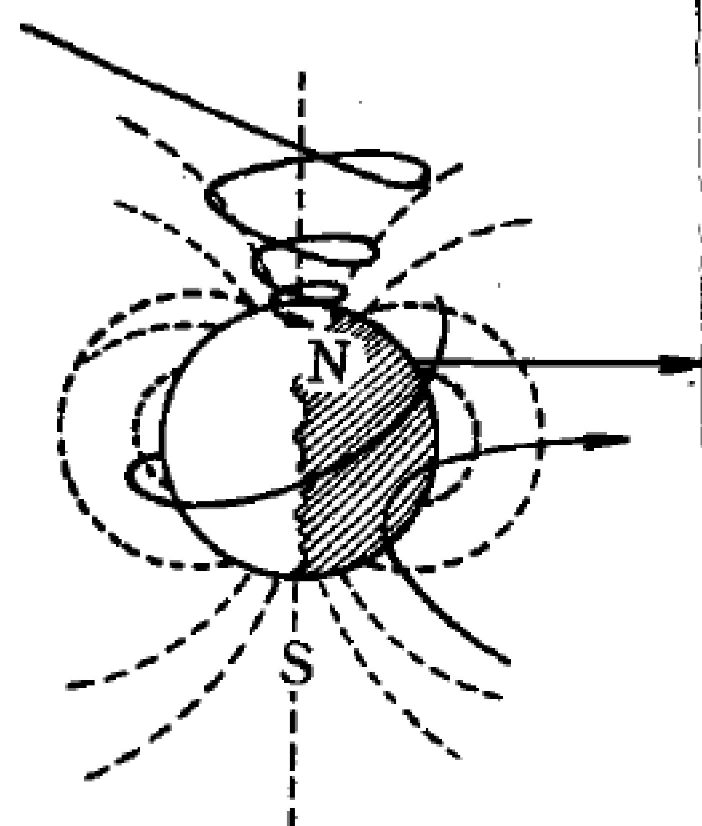


圖 10 — 30

圖 10 — 30示原宇宙射線中的質子為地磁場所偏轉之情形。由該圖可知，在極處動量無論如何小的質子皆可抵達地球上；然在赤道處則不然，動量較小的質子不可能抵達地球上。根據地磁效應 (*geomagnetic effect*) 之理論，在地磁緯度 λ 之地點射至地球上之電荷的臨界動量 p_λ 為

$$p_\lambda = 1.5 \times 10^{10} \cos^4 \lambda \cdot |Z| \cdot \frac{eV}{c} \qquad (1)$$

在此以 eV/c 為質點之動量的單位，$|Z|$ 為質點的電荷；係以電子的

電荷爲單位。在高能質點物理學中，經常以 eV/c 表示質點的動量。根據相對論，質點的能量與動量間之關係可寫作

$$E^2 = p^2c^2 + m_0{}^2c^4$$

當質點的能量 E 比其靜止能量 m_0c^2 甚大時， 右邊之第二項可以免計之，故其 E 可寫爲

$$E = pc$$

依此，高能質點之動量 p 可以 eV/c 表示之。用此種單位表示質點之動量數值時，此數值亦爲其能量數值，是爲採用此種單位便利之處。例如一電子的動量爲 $50MeV/c$ 時，其能量即爲 $50MeV$ 。

在地球赤道處，因 $\lambda = 0$ ，故只有動量爲 $p_\lambda > 1.5 \times 10^{10}$ 之質子才能抵達地球上。對於質子的自地球赤道起至地極間幾處之 p_λ 值，均列於下表。質子之動量如果超過各該處之 p_λ 值， 由於地磁之偏轉作用不足，彼等可以抵達地球上，此諸論證均獲得實驗的支持。

緯度	0°	20°	40°	50°	90°
p_λ	1.5×10^{10}	1.4×10^{10}	0.52×10^{10}	0.26×10^{10}	0

如果質子爲原宇宙射線之主成分，依（ 1 ）式，在兩極上之宇宙射線強度應比在赤道上者大，此項結論已爲康卜頓（ *A. H. Compton* ）之實際觀測所證實，通稱之爲緯度效應（ *latitude effect* ）。據觀測結果，在地極上之宇宙射線強度，比在赤道上者約大 10％ 。此種緯度效應，在山頂上特別顯著，蓋因山頂上之射線中原宇宙射線之含量比在海平面上者多也。

在此，由依圖10—30考察質子因地磁場之偏轉，可推得一結論：由於質子帶正電，自西方射來之原質子（ *primary proton* ）應多於自東方射來者，實驗結果確是如此，通稱此種現象爲東西效應(*east-west effect*)。

在實驗上，爲探求原宇宙射線中除質子外的其他成分，常用氣球攜

帶照片至高空，分析由此照片所記錄的宇宙射線之行跡，以推定宇宙射線之成分及各成分之百分比。據分析的結果，質子確為原射線之主要成分，其能量範圍係自 10^9 電子伏特起至 10^{15} 電子伏特，另有少量的 α 質點與極少量之較重的核混於其中，如下表所示。

質點類型	質　子	α 質點	C,N,O	$Z>10$ 之重核
百分比（在 $30°N$）	79.0％	20.0％	0.78％	0.22％

【原有單位】（Primary unit）

即基本單位。

詳閱“基本單位（*Fundamental unit*）”條。

【原始分裂產物】（Primary fission products）

即分裂碎片（*fission fragments*）。為分裂完成時所產生的東西。

【原音】（Tone）

物體振動所生最低頻率之音，又名基音（*fundamental tone*）。

【原時不變性】（Invariance of proper time）

固定一點的時鐘所測得的時間稱為原時。考慮一動點沿靜止坐標系 S 的 x 軸以速度 v 運動，依附此點的慣性系為 S'，此點在 x' 軸上的坐標為 x'_0。設兩事件分別於 t'_1 和 t'_2 兩時刻在 x'_0 點發生，則在 S' 上測得的時間間隔為

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1$$

在靜止坐標系（S）中所觀察的

$$\Delta t = t_2 - t_1$$

由羅倫茲變換

$$t_1 = \frac{t'_1 + \frac{v}{c^2} x'_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad t_2 = \frac{t'_2 + \frac{v}{c^2} x'_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

因此 $$\Delta t' = \Delta t\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

定義動點原時的微分爲

$$d\tau = dt\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

ヨ於 $$ds^2 = c^2dt'^2 - dx'^2 = c^2dt^2 - dx^2$$

ｊ不變性，因此

$$d\tau = dt\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = \frac{dt}{c}\sqrt{c^2 - (\frac{dx}{dt})^2}$$

$$= \frac{1}{c}\sqrt{c^2dt^2 - dx^2} = \frac{ds}{c}$$

所以$d\tau$亦爲不變，即在羅倫茲變換中原時有不變性。

【原發射】(Primary emission)

詳閱“一次放射(*Primary emission*)”條。

【原電子】(Primary electron)

詳閱“一次電子(*Primary electron*)”條。

【原電池】(Primary battery)

一種化學電瓶，其中一電極於放電完畢時，完全消蝕無餘，通常負極爲鋅而正極爲碳或銅。普通的乾電瓶即屬此種。

【原電池或蓄電池容量】(Capacity of battery)

原電池(或蓄電池)能夠供給的電流與保持該電流強度一直到放完電這一過程的時間之乘積，這個數字說明原電池(或蓄電池)中化學能的儲備情況。電池內儲存有一定大小的化學能量，電池工作時，此能量便轉變成電勢所作的功。直到電池放完電時，電勢能作出與電池中化學能相等的功。但電勢所作的功等於電勢的大小與流通電量之乘積。只要電池的電勢已經確定，則電池所作的功便決定於其所通過的電量，即決定於電流強度與通電時間的乘積，所以化學能的儲備，即原電池或蓄電池的“容量”，便可用此乘積來說明。這個容量通常是用電流安培數與

工作小時數的乘積，即安培－小時來表示。將由安培－小時所表示的容量用工作電流的安培數來除，就可求出原電池或蓄電池在放完電以前所能工作的小時數。

【原電流】(Primary current)

由電源導來，而通過感應圈或變壓器(*transformer*)正線圈中的電流，稱爲原電流，或感應電流，其副線圈中由原電流所造的磁場感應而生的電流，稱爲副電流(*secondary current*)。當接合原線圈電路時，副電流的方向與原電流方向相反；當截斷正線圈的電路時，副電流的方向與原電流方向相同。

【原電壓】(Primary voltage)

指加於變壓器原線圈的有效電壓值。

【原質子】(Primary proton)

構成原宇宙射線(*primary cosmic ray*)之主要成分。即放射之宇宙射線在未進入地球大氣之前者爲原宇宙射線，構成原宇宙射線者即原質子。

【原線圈】(Primary coil)

感應圈、變壓器等之內，由電源導來的電流即原電流所通過的線圈，謂之正線圈。

參閱“感應圈(*Induction coil*)”條。

【原導體】(Prime conductor)

起電機上，蓄積電荷以供使用之金屬粗棒，謂之原導體。

【哥白尼】(Nicolaus Copernicus 1473—1543)

德國天文學家兼數學家。1473年二月十九日生於波蘭土倫(*Torun*，舊名*Thorn*)。少時入克拉考(*Krakow*)大學習神學及醫學，尋赴義大利，師事當時有名天文學家 來喬蒙達努斯(*Regiomontanus*)。五年後返國爲牧師兼醫，公暇致力於學。1507年始著天體之運行(*De*

Revolutionibus Orbium Coelestium ）一書，至 1530 年完成。內容是太陽恆靜不動，地球與其他行星繞之而行是謂地動說。又闡明四季之變化，春秋分點之歲差及行星之靜止與逆行，近代天文學之基礎由是確立。他逝世於 1543 年之五月二十四日。

【哥白尼之行星系學說】（ Copernicus' planetary system theory ）

哥白尼行星系包括一大而不動的球體，恆星即位於此球體上。此球體包含其他所有的天體，一切天體之運動與位置均以此大而不動之球體爲基準。他認爲太陽爲宇宙之中心，地球只是行星之一，繞太陽而運行，而恆星之運動可由地球之自轉解釋之。

參閱“行星說（ *Theory of planets* ）”條。

【哥雷氣體檢波器】（ Golay gas detector ）

哥雷氣體檢波器又稱哥雷電池，其利用氣體顯著的熱膨脹，當做測量溫度變化的性質。早期的研究者，曾使用不同的液體溫度計，這些都不能得到很高的靈敏度。而氣體檢波器的被使用，還是近幾年來，用電子裝置放大微小氣體膨脹的技術成熟以後之事。由海斯（ *H.V. Hayes* ）在 1936 年所改進的檢波器，電子讀出是利用一個易彎薄膜和一個安定板間的電容變化而得到的。在哥雷電池中，易彎薄膜的位移，利用光學方法予以放大。如圖 10 — 31 所示，這種氣體電池包括一個黑吸收器，它是由一個金屬化的膠質薄膜組成，它們的表面電阻係數，約相當於電磁波在自由空間傳播時，所遇之阻抗。輻射波入射到具有這種電阻係數的薄

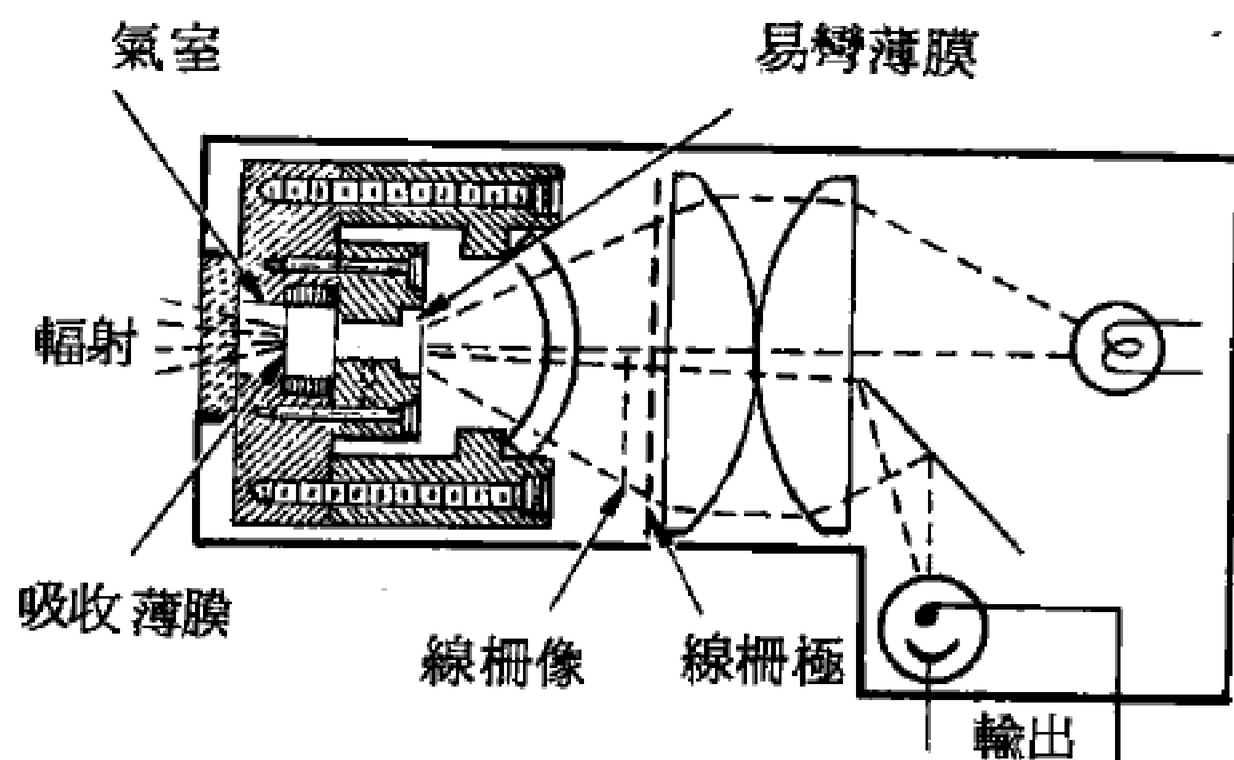


圖 10 — 31

哥雷氣體檢波器的裝置圖

片時，大部分被吸收，只有一些被反射回來。由薄片加熱所引起的氣體膨脹穿過中央管，傳到儀器後端的一個易彎薄膜後面的氣體容積，通過一具有高阻抗的細管，和氣室相連接。用這種方法，可消除由於溫度差異和緩慢漂流所引起薄膜的不正常彎曲。在張力下，經常保持綳緊狀態的易彎薄膜，其表面鍍一層金屬，就能反射由光電池上的燈泡所發出之光。這個光學系統，包括一組線柵極，光由上半部被反射到柵極下半部。首先，我們要調整此系統，使得當薄膜沒彎曲時，每條投影光線，和另一半柵極的不透明線重合，則無光線穿透到光電池。等到薄膜鬆弛時，則有一些光線穿透，引起電流的升高，這電流則用電學方法予以放大。因為只包含少量氣體，哥雷電池的反應時間，可短到 10 毫秒，可在斬波輻射（ *chopped radiation* ）下操作。因此，我們可使用交流放大和同步整流。這在周圍有雜波，而要測微弱信號時，是一大優點。哥雷電池的靈敏度以雜波等值功率（ *N. E. P.* ）來表示，非常高，通常在一赫茲的頻帶寬時，約為 5×10^{-11} 瓦特。哥雷電池主要被使用在能譜儀，尤其是遠紅外線區域。

【唇微音器】（ Lip microphone ）

適宜於放在上唇位置的微音器。

【哮聲】（ Howl ）

接收機或播音機發出之長哮叫，常由回輸作用得來。

【埃】（ Angström ）

一種長度單位，用來衡量電磁輻射的波長，一埃等於 10^{-8} 厘米，以符號 Å 表之，係為紀念瑞典光譜學家埃司傳（ *A. J. Angström* ）而命名的。例如，可見譜線之波長介於 3,900 Å～8,000 Å 之間，在攝影中，紫外線位於 2,900 Å，紅外線在 13,500 Å 處。

【埃司傳】（ Anders Jonas Angström 1814—1874 ）

瑞典物理學家，生於1814 年八月十三日。烏普沙拉大學畢業，留校任教，1858 年任物理學講座。埃司傳致力於有關熱傳導及光譜學的研究，1853 年呈送瑞典科學院的光學研究論文，指出電弧光有兩種譜線，一由電極金屬而來，一由極間氣體所生，並由尤拉（*L. Euler*）的共振理論，推導而得白熾氣體發射明線光譜，與氣體的吸收光譜情形相同。埃司傳因此被稱爲光譜學創始人之一，光譜中所用長度單位定名爲埃。1862 年因研究太陽光譜而發現太陽中有氫，並從事地球之研究。埃司傳於1874 年六月二十一日在烏普沙拉大學逝世，其子（*Knut Johan Angström*）於1896 年任烏普沙拉大學物理學教授，研究太陽光的熱輻射及大氣吸收，並設計甚多精細儀器和實驗方法。

【夏令時】（**Daylight saving time**）

夏季白晝太長的地方，多將其標準時間提早一小時，稱爲夏令時。例如標準時正午十二時，夏令時則爲下午一時。用夏令時目的，在於多利用白晝時間，晚間又能節省燈浪費。夏令時通常由每年四或五月開始，至九或十月停止使用。

【夏至日】（**Summer solstice day**）

太陽在北回歸線（北緯 23.5°）的正上方，約在六月二十二日前後。太陽自正東偏北的方向出現，沒於正西偏北的方向。北半球是白晝最長，正午時刻太陽高度最高，南半球即和它相反。

【夏至點】（**Summer solstice point**）

黃道距天的赤道最遠之北方一點（23.5°），就是夏至點。太陽來到夏至點，是在地球上的北緯 23.5°的正上方。

參閱“天球（*Celestial sphere*）”條。

【夏克勒】（**William Shockley** 1910- ）

美國物理學家，1910 年二月十三日生於倫敦，1936 年麻省理工學院博士。1936 至 1942年 在貝爾實驗室供職，1942 至 1944 年從事

防潛水艇武器之研究，1944 至 1955 年返回貝爾實驗室，1955 年赴加州貝克曼（*Beckman*）儀器公司任夏克勒半導體實驗室主任。夏克勒的研究工作包括鐵磁磁域、半導體、金屬的塑性性質、固體理論及電晶體等。與巴爾定（*J. Bardeen*）及布勞頓（*W.H. Brattain*）三人同獲 1956 年諾貝爾物理學獎。

【夏季季節風】（**Wet monsoon**）

夏季，大陸過熱而形成低氣壓，而比較冷的海洋上空即形成高氣壓，自海洋吹向大陸，形成之東南季風。

【容抗】（**Capacitive reactance**）

又名電容廻阻，直流電不能通過電容器，但交流則可以間接通過，電流藉充電、放電作用通過時，電容器對電流亦有反抗作用，此種反抗力與頻率及容量成反比，其數學式如下：

$$容抗=\frac{1}{頻率\times容量}$$

即

$$X_c=\frac{1}{2\pi fC}=\frac{1}{\omega C}$$

容抗的單位亦為歐姆。

電容器每週反復充放電各一次，用安培表可以量出，雖則電容器內部並無尋常電流通過，那充、放電量只積聚在電極表面。故為通過交流於電容器電路中，也需另一部分容抗電壓，雖不消耗功率卻消耗虛功率而且與感抗性質相反即有互相抵銷作用。容抗電壓比電流變化遲 90°時相，或其電流比電壓進 90°時相。

詳閱“電容抗（*Capacitive reactance*）”條。

【容差率】（**Tolerance**）

某一設計或規定的數值，其允許的變值。

【容差量】（**Allowance**）

允許的差額。

【容許電壓】(Allowable voltage)

安全的電壓值。

【容量分析】(Volumetric analysis)

定量分析之一種。將欲檢定其成分之物質作成溶液，用滴定管加試藥之當量溶液於其中，於反應恰完時，由所耗試液之體積計算所求成分之定量之方法，謂之容量分析；或稱體積分析。

【容電阻的證明】(Proof of capacitive reactance)

在交流電路中，容電器的兩片老是不斷的在充電和放電，所以電子也隨著不停的往返流通，致使輝光燈的燈絲多少會因此發生強熱；其發熱量的大小（可作電流強度的尺度看待），端視容電器所獲得或釋出的電量之多寡判斷。換言之，也就是取決於容電器電容的大小，蓋容電器所獲得或釋出的電荷越多，在燈絲中往返流動的電子就越多，電流強度也越大，故輝光燈也越明亮。在另一方面，充電與放電的次數（即交流的頻率）對熱效應也是有影響的，因為電流換向的次數增加時，來往於燈絲中的電子也會隨著加多，因此電流強度也就隨之而增加。根據實際的觀察可知當電容增加及頻率增大時，電流也隨之增強，亦即其容電阻隨之而減弱。根據數學上的處理，容電阻 R_C 的公式為

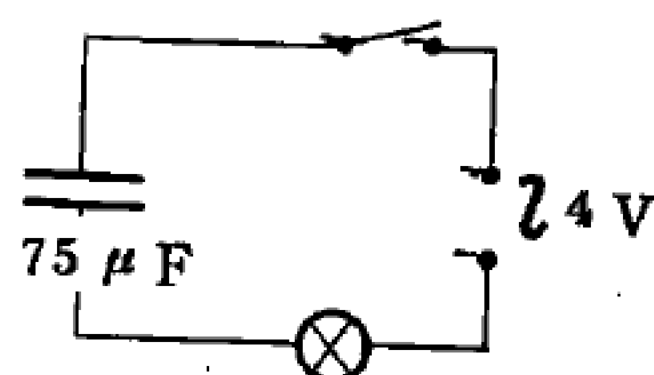


圖 10－32
容電阻的證明

$$R_C = \frac{1}{2\pi f C}$$

容電阻一般稱作容抗（*capacitive reactance*），因為容電阻也可和歐姆電阻相加，故其單位亦為歐姆。

【容電常數】(Permittivity constant)

即電容率常數。

【容電器】(Capacitor ; Condenser)

若有許多帶電導體鄰近列置，則每一導體之電位不僅決定於其自身所帶之電荷，並且決定於其他附近導體所帶電荷之大小與符號，以及彼此之形狀、大小及位置。

在實際應用上，有一重要特例爲相鄰導體帶相等而相反之電荷者。此情況可由將未帶電之導體分別接於電池之兩極而得，如此即有電荷自一導體流至另一導體。這樣的裝置稱爲容電器。一般多稱之爲電容器。

一容電器之電容，定爲任一導體之電荷與兩導體電位差之比，即

$$C=\frac{q}{V}$$

充電後容電器即儲有電能（儲電時所作之功）。

在儲電過程中，設電位由零均勻增至V，則導體的平均電位 $\overline{V}=\frac{0+V}{2}=\frac{1}{2}V$；若儲電量爲$q$，則依電位之定義（$\frac{W}{q}$）知所作之功，即此容電器所儲電能爲：

$$We=\overline{V}\cdot q=\frac{1}{2}Vq=\frac{1}{2}CV^2=\frac{1}{2}\frac{q^2}{c}$$

容電器之組合（ *combinution of capacitor* ）可分並聯和串聯兩種。

容電器之種類（ *kinds of capacitor* ）：

1.就外形可分——(1)平板容電器（ *parallel plate condenser* ）是由二片彼此平行之金屬板中間隔以絕緣體而成，甚富實用價值。(2)來頓瓶（ *Leyden jar* ）於1746年克來斯特（ *E.J. Von Kleist* ）發明，1788年推廣於荷蘭之來頓城，故名。此器僅可於實驗中使用，容電量甚小。來頓瓶也可視爲平板容電

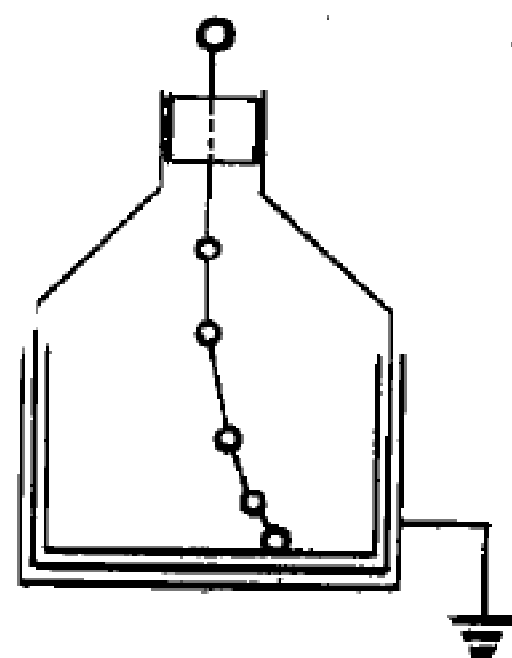


圖10－33 來頓瓶

器之變形。

2.就介質分——(1)空氣容電器（*air condenser*）；(2)雲母容電器（*mica condenser*）；(3)紙片容電器（*paper condenser*）。

3.就電容（量）分——(1)固定容電器（*fixed condenser*）；(2)可變容電器（*variable condenser*）。

詳閱"電容器（*Capacitor*; *Condenser*）"條。

【容積彈性係數】（Bulk modulus）

設原體積爲 v 之物體受壓後縮小 u，每面面積爲 A，所受總壓力爲 F；則

$$應力=\frac{F}{A}=P（平均壓力）$$

$$應變=\frac{u}{v}$$

依虎克定律（*Hooke's law*）得其容積彈性係數爲：

$$B=\frac{F/A}{u/v}=\frac{Pv}{u}$$

【容積膨脹】（Cubical expansion）

凡物體受熱得體積的增加，稱爲容積膨脹。

【容變】（Volume strain）

彈性體受外力之作用，只有容積之變更而無形狀之改變稱之。

【展性】（Malleability）

物質可鎚成薄片之性質者。金屬具此性質者以黃金爲最，可鎚薄至一吋之三十萬分之一。

【展開式】（Expansion）

表示冪或除法運算後之結果者稱爲展開式。例如 $(a+b)^3$ 之展開式爲

$$a^3+3a^2b+3ab^2+b^3$$

$\frac{1}{1+x}$ 之展開式爲 $1-x+x^2\cdots\cdots$。至爲二項式定理中所常見者，即

$(x+a)^n$ 之展開式

$$x^n+nax^{n-1}+\frac{n(n-1)}{12}a^2x^{n-2}+\frac{n(n-1)(n-2)}{1\cdot 2\cdot 3}a^3x^{n-3}+\cdots\cdots+a^n$$

【展開線】(Involute)

一縮卷之曲線，逐漸展開，其展開之先端繪成之曲線稱爲展開線。對此線而稱原曲線爲縮閉線。縮閉線乃展開線上各點之曲率中心之軌跡也。如圖 AB 爲一曲線，C 爲曲線上 P 點之曲率中心。設 P 點在 AB 線上運行，經 P_1，P_2 等點，則 C 點亦沿一線運行，經 C_1，C_2 等點，而 P_1C_1，P_2C_2 等爲其曲率半徑。C 點如是運行所得之軌跡 CC_5，稱爲曲線 PP_5 之縮閉線，而 PP_5 稱爲 CC_5 之展開線。

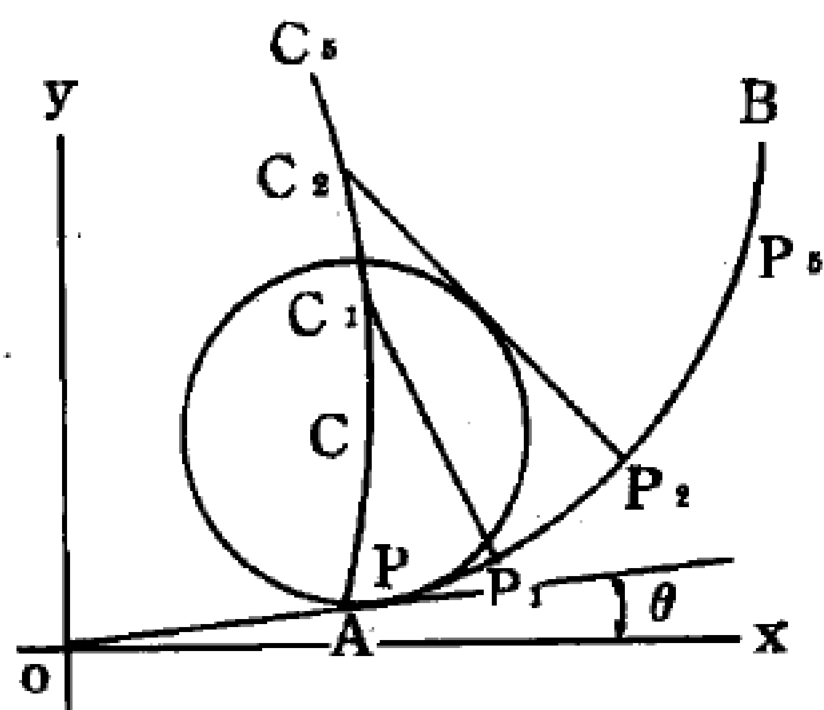


圖 10—34　展開線

【射束】(Beam)

單向或多向之輻射或粒子流。

【射束強度】(Beam intensity)

即射束之通量密度。

參閱“通量密度 (*Flux density*) ”條。

【射注】(Beam)

即射束。

詳閱“射束 (*Beam*) ”條。

【射柱】(Beam)

參閱“射束 (*Beam*) ”條。

【射柱孔】(Beam hole)

射柱孔是一個穿過反應器屏蔽的開口，最通常的，是穿過反應器的反射體，可以讓一束放射性粒子或輻射從反應器的核心導出，用來進行

反應器外的實驗。

【射氣率】(Emanating power)

在固體或溶液中，放射性鈍氣游離出的量。

【射線控制極】(Ray-control electrode)

射線管電靶與陰極間之控制極，電壓變時可間接影響螢幕之光輝。

【射線控制翼】(Ray control vane)

指示管中控制影角(*shadow angle*)開閉的電極。

【射線照相術】(Radiography)

所謂射線照相術，即放射線照相的方法。醫學上和牙科上所用的X射線就是一個例子。大部分射線照相術都是用X光和γ射線。它所拍攝的，不是眞正的照片，而是一些有陰影的膠板，就像一般物品，在陽光底下所投的影子一樣。普通的影子之所以產生，乃是因爲不透明物將所有的可見光擋住；而放射線照相術膠板上之陰影，則是因爲人體擋住了部分X光射線或γ射線的穿過。

當電子擊中固體的靶，如銅就會產生X射線。而γ射線則是來自放射性同位素的原子核在改變，以致引起衰變時所射出的。γ射線不是人造的(*artificial*)，而是自然(*natural*)發生的。X射線和γ射線都能穿過固體的物質。當我們要比較它們時，它們所帶的能量，實是一個很重要的考慮因素。當我們要檢驗一種較厚或較緻密的樣本時，我們要用能量較大(穿透力較強)的輻射線才行；若要檢驗較輕的金屬像鋁，就可用能量較小的放射線。至於一些很輕的物品，像木頭、塑膠等，則只要用很軟的射線，就可以照相了。

輻射線穿透物體的多少，與射線的穿透力和物質的質量(密度和厚度之關係)有關。換句話說，所有的物質，對於輻射線的穿透度，皆不相同。因此，對於一由多種不同密度和厚度的零件所組成之物品，所作之射線照相，也會顯出不同的區域，因爲輻射線透過某一零件，與透過

其旁之零件的數量並不相等。

近二十年來，γ 射線源在放射線照相上有很廣泛的應用，尤其在焊接檢驗方面。而最近，用來照相的放射源爲鈷－60、銥－193和銫－137。放射線的使用，已漸漸地補益，甚或取代了傳統檢驗金屬的方法。因在我們目前所知的方法中，決無能兼具這種非破壞性之 γ 射線照相的優點者。

【射頻】（Radio frequency）

普通指20 KHz 至10,000,000MHz 的電磁波。

【射頻加熱】（Radio frequency heating）

有些工業製品是利用射頻生熱而加工製成者。

【射頻抗流圈】（High frequency choke）

一個電感量微小的線圈，但它可以把射頻與聲頻分開，其目的要阻止射頻通過其串接的電路。

【射頻放大】（High frequency amplification）

將射頻的電力加以擴大的工作。

【射頻放大器】（Radio-frequency amplifier）

一種用以增加射頻訊號的電壓或功率的放大器。在調諧射頻接收器中，所有在檢波器之前的放大級都是射頻放大級。

對低功率的已調波常用推挽式 A 級放大器，高功率的已調波則用 B 級放大器，C 級（或稱 AB 級）放大器則用於高功率的未調波。

一般放大器都是使用眞空管來增強交流電壓，當使用兩個眞空管做此項工作時，叫作兩級放大器，只使用一個時，叫單級放大器，有些放大器甚至使用五級以上。

射頻放大器放大約 3×10^{4} ～ 3×10^{10} 赫茲的信號。射頻放大器顯著的特徵是不能將所有頻率均放大，只能選擇某一小部分射頻信號而加以放大，也就是發射臺發出無線電信號所佔有的一部分頻率。平常收音

機所收到的信號只有兆分之幾伏特，在推動揚聲器或收聽器之前，必須先經放大器放大。射頻放大器最主要的功用是用來選擇電臺，使被選擇的電臺信號進入收音機，而遏止其他電臺信號，此種程序便叫做調諧（*tuning*）。

【射頻信號產生器】（Radio frequency signal generator）

修理或試驗用之振盪器。

【射頻級】（Radio frequency stage）

利用一個電子管及一個或兩個配諧電路所組成的放大電路。

【射頻旁路電容器】（Radio frequency by-pass condenser）

將射頻從旁路漏去的電容器。

【射頻振盪器】（High frequency oscillator）

產生射頻電力的產生器。

【射頻帶】（Spectrum）

最長的波長是電磁波，最短的波長是宇宙線。

【射頻率制禁】（R.F. confinement）

以無線電頻率的電磁場以禁制離子體，有些辦法僅需射頻電場以施力於離子體，另一些辦法則需同時加以電場與磁場。

【射頻電阻】（Radio frequency resistance）

指射頻電流通過之有效阻力，包括趨膚效應在內。

【射頻電流】（High frequency current）

接收機在未檢波前的電流都是射頻電流，爲頻率大於 10^8 而小於 10^9 週/秒的交流電。

【射頻電流表】（High frequency ammeter）

測量較高頻率的交流電表。

【射頻電容器】（High frequency condenser）

凡電容器設置電路內，以通過射頻電流者，稱射頻電容器。

【射頻電路】(High frequency circuit)

凡高週率電流通行之電路，稱高週電路或射頻電路。

【射頻線圈】(Radio frequency coil)

射頻線圈以空芯(*air core*)線圈爲主。在無線電接收機或電子儀器中，間或使用鐵粉芯(*iron dust core*)線圈。

射頻線圈在電子電路中，被用作耦合線圈(*coupling coil*)、調諧線圈(*tuning coil*)、阻抗匹配(*impedance match*)及射頻扼制(*RFC*)等工作(如圖10—35)。耦合線圈有射頻變壓之作用，但目的並不以單純之變壓爲主。抽頭式線圈有變壓或分壓之作用，主要目的爲射頻濾波或校正反饋電能之用。耦合線圈或具有初、次級的調諧線圈，在習慣上仍被混稱爲射頻變壓器(*RFT*)。

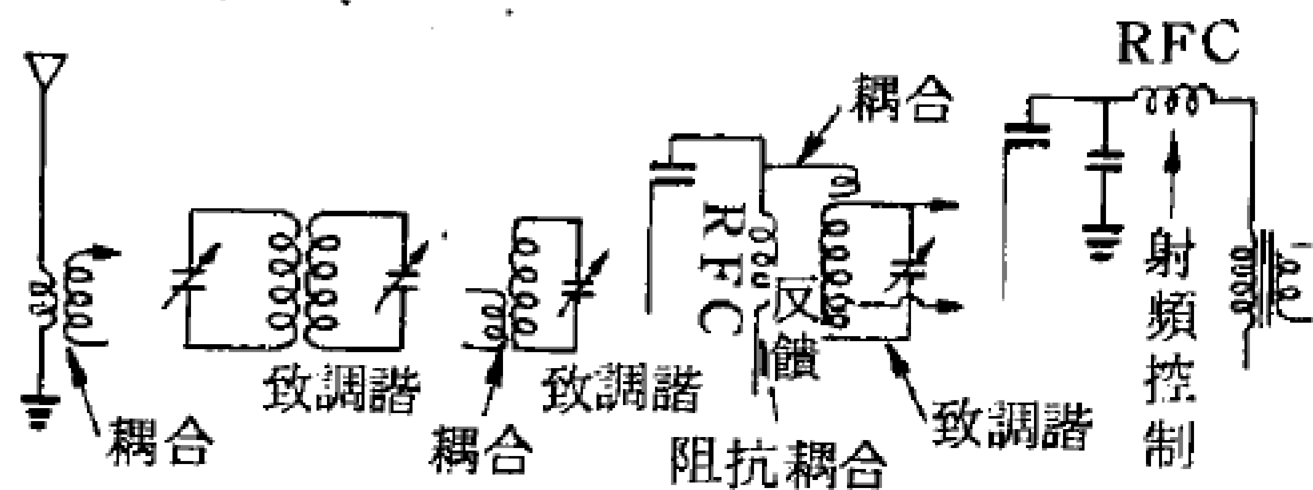


圖10—35　射頻線圈之用途

空芯式射頻線圈，大都繞成圓柱形線圈或蜂房式線圈。圓柱形線圈以耦合或調諧線圈爲主。蜂房式線圈則被用作*RFC*，或即以*RFC*代替耦合線圈之初級圈或次級圈，以任阻抗耦合(*impedance coupling* 或*match*)之工作。蜂房式線圈之自感量，通常在1～10毫亨利(*mh*)之間，較高電感量之蜂房式線圈，常用分節繞製(*bank winding*)，等於用多只串聯，尤適於短波無線電電路之用。爲減少射頻的趨膚作用，蜂房式線圈常用鞭織線(*litz wire*)繞成，其銅損失旣小，*Q*值亦特大。

射頻線圈通常以浸蠟的紙筒、膠木管、硫化硬橡皮(*ebonite*)、人造樹膠(*polystiroll*)或瓷(*ceramic*)作線圈管(*bobbin*)。紙筒的品質最劣，易於受潮而使射頻電能被吸收或短路，亦易因乾燥而變形。強電力線圈大都以瓷爲線圈架。

【射頻調諧器】(Radio frequency tuner)

所謂射頻調諧器就是一個無聲頻功率放大器的無線電接收機。其在諧振放大以及解調(檢波)方面，都與無線電接收機的作用相同，只是射頻調諧器不能將檢波器的輸出信號予以放大到可以推動揚聲器而已，這是由於高傳眞系統本身具有聲頻放大器，所以射頻調諧器不必具有此種作用。如需收聽調幅及調頻兩種廣播，必須有一個具有調幅及調頻兩種作用的射頻調諧器。然而調頻的傳眞程度較調幅優，所以很多愛好音樂的人只有一個調頻調諧器，這當然是由於同時具有調幅及調頻雙重作用的高傳眞調諧器價錢太貴的緣故。

射頻調諧器之能被認爲是高傳眞的，當然需經特殊設計。其最重要的射頻放大器、中頻放大器以及檢波器，都必須能使載波所具聲頻調變信號的全頻帶通過，並且其選擇能力必須可使兩鄰近的電臺予以分開，以免相互干擾。同時調諧器需有達數微伏特(*microvolts*)微弱信號的靈敏度。再者，調諧器需具有自動頻率控制系統，以防止調諧器的調諧頻率不穩定。同時調諧器的輸出電路必須是一個陰極耦合器，爲檢波級提供低負載與絕緣。最後，在高傳眞射頻調諧器的全波帶中，其失眞及雜音都必須保持盡可能的小。

圖10—36及10—37是兩種較普遍的調頻或調幅及調頻調諧器。前所提到最簡單的調諧器示於圖10—36，其聲頻信號由檢波器輸出，可送入高傳眞系統的前置放大器。且此調諧器備有音量、調諧及選擇調幅或調頻電臺的控制器。圖10—37的調諧器，則另加聲頻前置放大器(此式調諧器未將聲頻放大器與調諧器分開裝設)。此聲頻前置放大器可增強及補償電唱

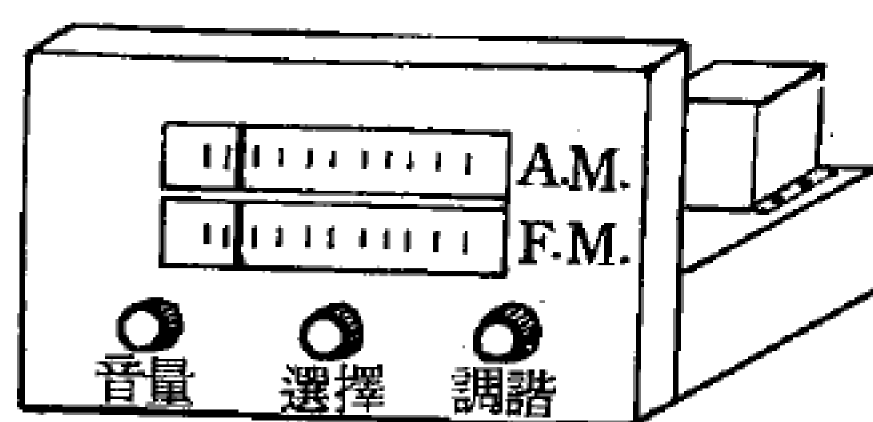


圖10—36 基本調諧器

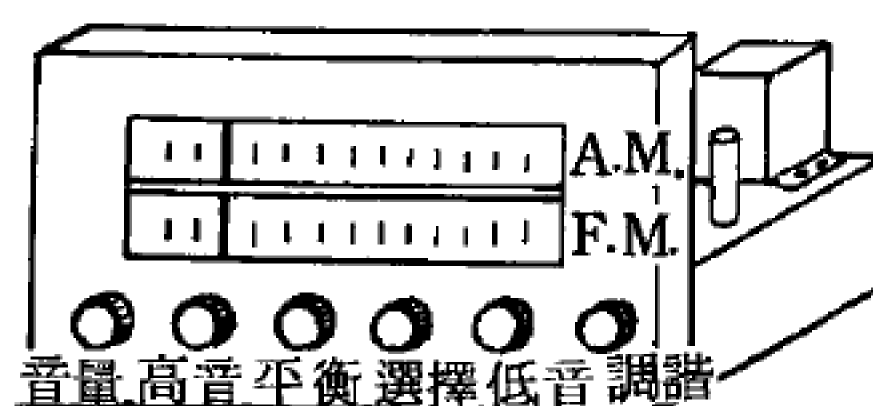


圖10—37 前置放大器調諧器

機的輸出，然後再用聲頻功率放大器予以放大。同時此調諧器，也就是高傳眞系統的控制中心，其他各組件的輸出入端，可由調諧器後面的插口連接，而由前面控制板上的控制器加以控制。由於具有聲頻前置放大器的調諧器，其控制系統較簡單的調諧器（圖10—36所示者）爲多，所以也較昂貴。

【射頻儲能電路】（High frequency tank circuit）

在射頻放大級屏路中的*LC*並聯諧振電路。

【射頻變壓器】（Radio frequency transformer）

鐵粉芯或空氣芯變壓器，目的在變換高頻電壓。其初級線圈普通用爲非配諧，次線圈與變量電容器相互並聯，以配諧所欲接收之波長者。

【峯】（Peak ; Crest）

（一）*Peak* 指一般電子工程裝置中，振幅電平的短期最高值。

（二）*Crest* 指波峯。

詳閱“水波（*Water wave*）”條。

【峯反壓】（Inverse peak voltage）

氣體整流管耐受最高之反向電壓。

【峯屏流】（Peak plate current）

電子管瞬時最大屏流值。

【峯值】（Crest value ; Peak value）

（一）*Crest value* 倘屬正弦波峯值應爲有效值的1.414倍。

（二）*Peak value* 某量（如電壓、電流等）所達到的最大值。對於按正弦律而變化的量，峯值等於振幅最大值。

【峯值加載】（Peak load）

最大之加載值。

【峯值響應】（Peak response）

即最大的響應。

【峯對峯】(Peak-to-peak)

信號正負兩波峯之距離。

【峯壓】(Peak voltage)

又名衝激電壓。

【峯壓表】(Peak voltmeter)

電壓表的讀數是峯值記錄者。

【島宇宙】(Island universes)

又叫小宇宙，指銀河或銀河系 (*milky way system*) 外星雲而言。它們散佈在大宇宙中，各自形成小宇宙，這就像浮在大海上的小島，所以叫做島宇宙。

【差動滑輪組】(Differential pulley section)

這是一種很普遍的滑輪組，係由兩個固定在同一根軸心上的定滑輪組成 (圖10—38)。此二滑輪，其半徑爲 r 和 R，各不相同，另用一根無盡端的鏈條和下面的一個滑輪連在一起。鏈條從較大定滑輪之周圍，亦即由 D 開始，繞過下面動滑輪的周圍，再從此處向上，由上面較小定滑輪圓周上的 B 點起，繞過此定滑輪，經 B' 以後，留下一段鬆弛的長弧，到達上面較大定滑輪周圍上的 C，再繞過此定滑輪，回至 D 點。

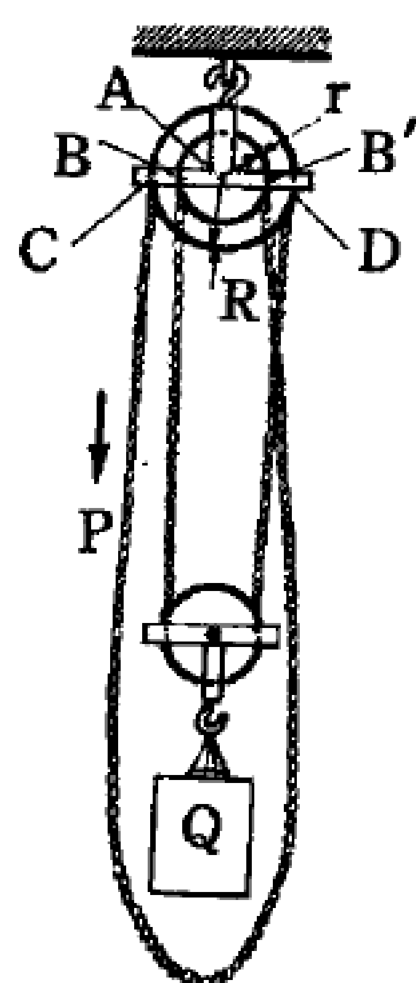


圖 10 — 38
差動滑輪組

作用力 P 在 C 處著力於鏈條上，負荷 Q 則掛在下面動滑輪輪轅的下端。自 B 處繞出之一段鏈條乃和 D 處繞出者互相平行，故 Q 各以 $Q/2$ 分佈在這兩段鏈條上。於是，形成右轉之轉矩遂爲 $Q/2 \times R$，而向左旋轉之轉矩則爲 $Q/2 \times r$ 和 $P \times R$。在取得平衡或等速而無摩擦的運動情況之下，乃得 $Q/2 \times R = Q/2 \times r + P \times R$，或 $P \times R = Q/2 \times (R - r)$ 或

$$P = Q\frac{R-r}{2R}$$

其轉動比遂爲　　　$P:Q=(R-r):2R$

我們計算作用力和負荷之功時，可作如下之思考：倘以作用力 P 沿著行程 s 拉曳時，則所作之功等於 $P\times s$。於是在 D 處遂有等長的一段（s）鏈條被較大之定滑輪捲升上去；但同時卻另有一段長爲 $s\times r/R$ 之鏈條被較小之定滑輪捲落下降。因此，負荷 Q 被擧高之一段距離僅爲這兩段長度之差之半，這也就是說，負荷之行程僅爲 $\frac{1}{2}(s-s\times\frac{r}{R})$。據此，負荷之功遂爲 $\frac{Q}{2}\times(s-s\times\frac{r}{R})=Q\frac{R-r}{2R}\times s$。倘在平衡條件方程式 $P=Q\frac{R-r}{2R}$ 中將左右兩邊各乘以 s 時，我們就容易看出，上述負荷之功乃等於 $P\times s$。所以說，在差動滑輪組中也同樣地是不能省功。另一方面，R 和 $R-r$ 相比之値愈大，這也就是說 R 若爲一定，而 R 和 r 這兩半徑相差愈小時，則所省之力愈多。

參閱“滑輪組（*Block and tackle*）”條。

【差頻振盪器】（**Beat frequency oscillator；Heterodyne oscillator**）

（一）*Beat frequency oscillator* 又稱拍頻振盪器，簡稱 *B.F.O.*。超外差式收報機，欲獲得電碼音響，必須具備的振盪器，使振盪電波與中頻會合，相差得一約1,000赫茲， 然後獲得電碼信號的音響。

（二）*Heterodyne oscillator* 是一個電子管振盪器。在差拍接收中，用來產生輔助振盪；在超外差式接收機裏，用來獲取中頻；在標準信號發生器內，用來進行各種不同的測量。

【差頻接收法】（**Beat reception**）

即自差式或外差式的接收法。

【差頻接收機】(Heterodyne receiver)

接收等幅電碼的接收機，通常利用差頻振盪器配合第二檢波器，在檢波廻路中完成外差作用，取得電碼的長短音。

【差頻頻率】(Heterodyne frequency)

差頻就是兩信號之差，其頻率爲此差值。

【差頻檢波器】(Heterodyne detector)

利用外差法接收信號之接收機。

【差譜帶】(Difference band)

分子光譜中，其基態帶有振動及轉動能時所產生的光譜帶。

【庫立吉X射線管】(Coolidge X-ray tube)

即柯立芝X射線管。

參閱“X射線管(*X-ray tube*)”條。

【庫西】(Polykarp Kusch 1911-)

1911 年元月二十六日生於德國之布蘭肯堡(*Blankenburg*)，後入美國籍，1936 年伊利諾大學博士。從事原子與分子結構及分子射束之研究，因對電子磁矩之精確測定，與拉目(*Lamb*)同獲 1955 年諾貝爾物理學獎。庫西在第二次世界大戰期中參與微波眞空管及發電機之研究。爲國家科學院院士，1946 年起在哥倫比亞大學任教。

【庫倫】(Charles Augustin de Coulomb 1736—1806)

生於法國之安古拉母(*Angouléme*)，他是十七世紀法國一位頂頂大名的物理學家。在巴黎求學，服務於法國陸軍。在西印度服役九年之後，獻身於科學研究，成爲著名的科學家、發明家和軍事工程師。在摩擦、電學及磁學各方面有基本的貢獻。完成庫倫定律，敍述兩電荷或兩磁量之間的力與距離的平方成反比。發明不少量度磁力和電力的儀器，又發表若干機械摩擦的論文。電荷的單位，即爲紀念他而定名爲庫倫。

一庫倫等於6.25×10^{18}個電子或2.998×10^{9}靜電單位。

1. 絕對庫倫，定義爲一絕對安培的穩定電流在一秒鐘內流過一截面的電量。絕對庫倫是1950年以後公定的電量標準。

2. 國際庫倫，是1950年以前的公定標準，其電量爲在一定情況下，將此量之電荷通過硝酸銀溶液而能獲得0.00111800克之銀者。一國際庫倫＝0.999835絕對庫倫。

【庫倫力】(Coulomb's force)

兩電荷間的作用力，如庫倫定律所描述者。

【庫倫交互作用】(Coulomb interaction)

庫倫交互作用又稱靜電交互作用。兩帶電粒子間有庫倫力存在，庫倫力造成的交互作用稱爲庫倫交互作用。

【庫倫位能】(Coulomb potential)

由電荷$+Q$所產生的電位能，以M.K.S.制單位表示爲

$$V=\frac{Q}{4\pi\epsilon_o r}$$

式中r爲至點電荷的距離，ϵ_o爲介電係數，其值爲 $\epsilon_o=8.85418\times10^{-12}$庫倫/牛頓米²

【庫倫扭秤】(Coulomb torsion balance)

在1785年，庫倫(*Charles Augustin de Coulomb*)首先就數量方面測量電的吸引和推斥，並推導決定其間關係之定律。所用儀器示如圖10—39。若a和b帶有電荷，則a球上的電力將使懸線纖維扭轉。庫倫將懸頭轉動角度θ以消除此電力扭轉作用，而保持兩電荷在特定之相隔距離，則角度θ爲測量作用於電荷a之電力的相對標準。此種儀器稱爲扭秤。最初庫倫的實驗

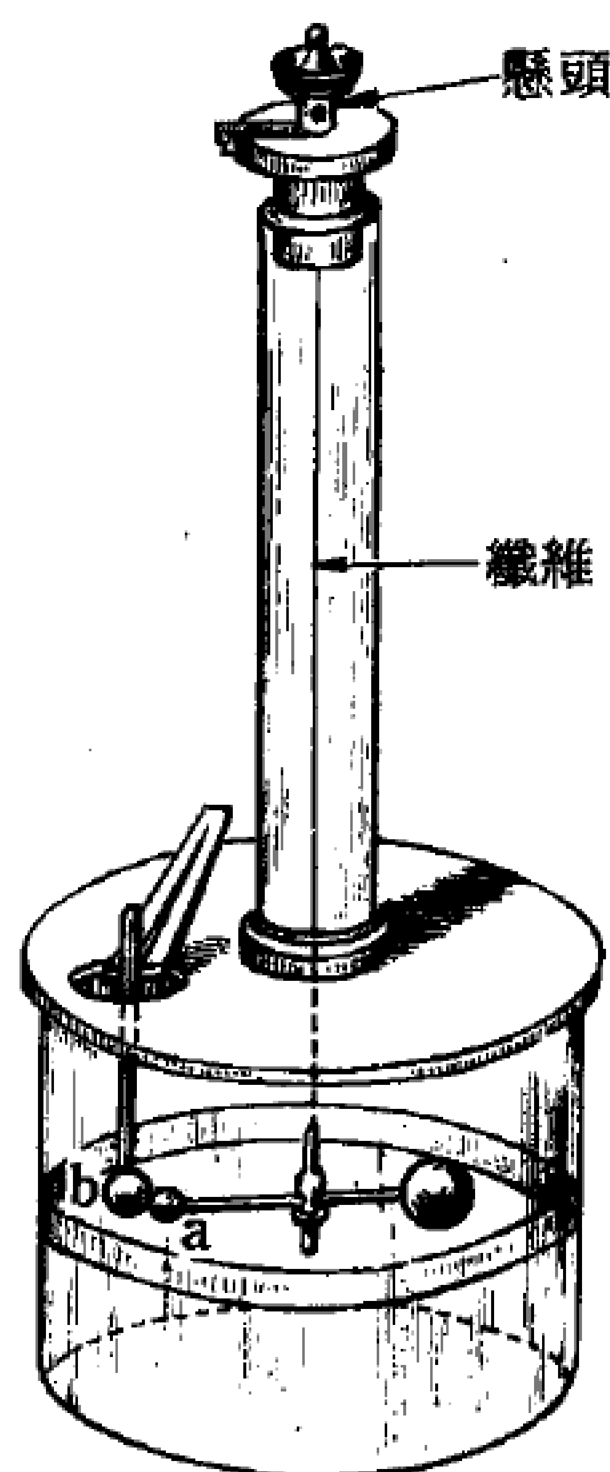


圖10—39 庫倫扭秤

結果可表之爲 $F \propto \frac{1}{r^2}$

F是作用於電荷a和b上各力的大小，r是其間之距離。如牛頓第三定律所要求，此二力沿電荷的連線而作用，但朝相反方向。注意即使電荷或許不同，各電荷受力的大小仍相同。

【庫倫定律】(Coulomb's law)

有關兩帶電質點間的靜電作用定律，稱爲庫倫定律，爲法國物理學家庫倫(*Charles A. de Coulomb*)所創。此定律爲兩帶電質點間之靜電力交互作用；正比於其電量，反比於其間距離平方，作用方向係沿電荷之連線。若以數學式表示則爲

$$F = K_e \frac{qq}{r^2}$$

式中r爲兩電荷q與q'間之距離，F爲作用於每一電荷之力，K_e爲一常數，由所取之單位而定。此定律與重力作用定律

$$F = \frac{Gmm}{r^2}$$

甚爲相似。

【庫倫電性定律】(Coulomb's law of electricity)

在自由空間的兩個點電荷，其間的作用力(同性電荷爲斥力，異性電荷爲引力)，用簡化的$M.K.S.A.$單位制可表之爲

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2}$$

式中q_1和q_2是電荷的大小，r是兩電荷的距離，ϵ_0是自然常數(其數值視所取單位制而定)。當兩電荷係在均勻介質中，介質的長度在各方向皆遠較r爲大時，其間之力可表示爲

$$F=\frac{q_1q_2}{4\pi\epsilon r^2}$$

式中 ϵ 是介質的介電係數或絕對介電常數（*absolute dielectric constant*）。

【庫倫磁性定律】（Coulomb's law of magnetism）

雖然單獨的磁極並不存在，但它可以用作一種假想的觀念，以利於描述和計算若干靜磁學的問題。一磁矩（*magnetic moment*）爲 m 的磁鐵可想像有二相反的磁極，其強度各爲 $+p$ 和 $-p$，相距爲 $\vec{l}$（方向由負至正），且 $\vec{m}=p\vec{l}$。若此磁鐵置於磁場 B 中，則兩極受力偶 $+p\vec{B}$ 和 $-p\vec{B}$ 之作用。磁鐵所生的磁場可視爲由各磁極產生的重疊而得：

$$\vec{B}_1=\mu p\vec{r}_1/r_1^3 \qquad \vec{B}_2=-\mu p\vec{r}_2/r_2^3$$

式中 μ 爲介質的磁導率（*permeability*），$\vec{r}_1$ 和 $\vec{r}_2$ 各爲第一、二磁極至觀察點的距離。

兩個磁鐵（磁極強度各爲 $\pm p_1$ 和 $\pm p_2$）間的作用亦因而可視爲各極間作用的合成，任何兩極間的作用力爲

$$F=pB=\frac{\mu p_1p_2}{r^2}$$

r 爲兩極的距離。此式即爲庫倫磁性定律。

【庫倫散射】（Coulomb scattering）

當帶電粒子經過物質與原子核，在靜電力作用範圍內發生的散射過程，稱之爲庫倫散射。作庫倫散射的入射帶電粒子，其動能小於使可穿過核表面所需之能量而生核反應。庫倫散射是由於兩帶電體的庫倫交互作用（*Coulomb interaction*），此作用力與兩帶電體的電荷乘積成正比，與二者間的距離平方成反比，爲一種長程力（*long-range force*）。

一個帶電質點 q_1，在另一個帶同性電荷但質量大很多的帶電質點 q_2 的電場內運動的問題，便屬於庫倫散射的範圍。因爲二質點的電荷的

符號相同，故它們互相排斥，其作用力滿足庫倫定律。設 q_1 的質量爲 m，q_2 之質量比 m 大很多，所以固定於 q_2 的坐標大致爲慣性坐標。若 q_1 對 q_2 運動的角動量爲 l，則 q_1 的有效位能（*effective potential energy*）爲

$$U'(r)=\frac{q_1q_2}{r}+\frac{l^2}{2mr^2}$$

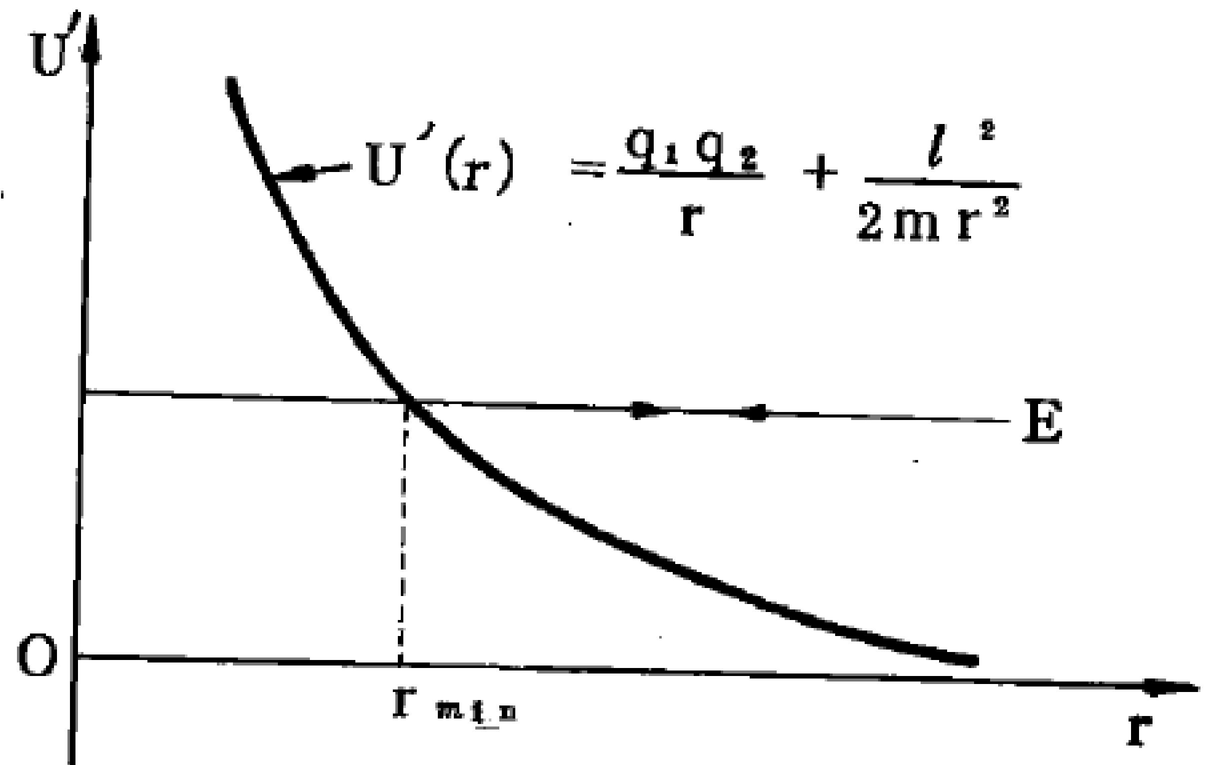


圖 10－40　q_1 質點的有效位能曲線

因 q_1 及 q_2 爲同性，故 U' 與 r 之關係如圖 10－40。由圖可知只有總能量 E 大於零之運動才是可能的，這些運動中兩質點最接近的距離 r_{min} 決定於 q_1 之總能量的多寡。因爲 q_1 質點離開 q_2 運動時的徑向速度 $\vec{\dot{r}}$ 隨 r 變化的情形剛好和 q_1 趨近 q_2 運動時的變化情形完全相同，並且 q_1 的角速度又只與兩質點間的距離 r 有關，故 q_1 的軌跡對最近點 r_{min} 對稱，如圖 10－41。q_1 的軌道爲一雙曲線焦點在 q_2。

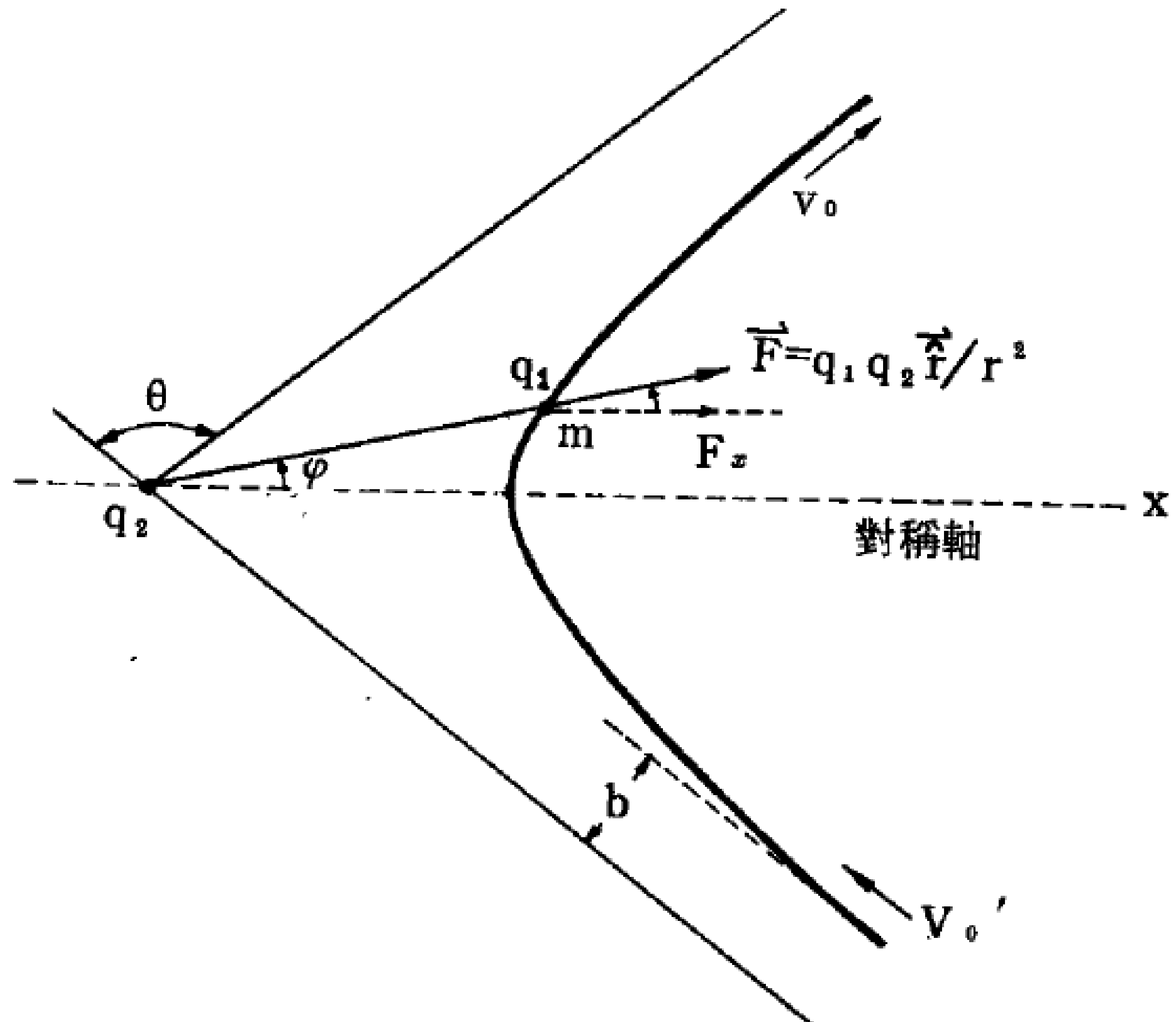


圖 10－41　q_1 的軌道爲一雙曲線

這類運動問題在本世紀內一個重要的實驗裏曾經扮演過最基本的角色。英國的拉塞福（*Lord Rutherford*）和他的學生在1910年左右曾經做過一連串以 α 粒子束撞擊薄金屬片的散射實驗。這些實驗

的結果顯示原子的絕大部分的質量係集中於一個很小的帶正電的原子核。原子內的電子可能以雲狀分佈在原子核的四周。這個原子模型與湯木生（*J. J. Thomson*）碰撞所提出的剛好成爲尖銳的對比，湯木生說原子是由電子與質子均勻地混在一起的小球。

圖 10—42爲 α 粒子束撞擊金箔的散射實驗的草圖。金片的厚度大約爲 4×10^{-7}米，α 粒子束是由釙（*polonium*）放射性元素產生的。雖然大部分的 α 粒子以很小的散射而通過金箔（即前向散射），但也有一部分的 α 粒子的散射角大於 90°（即後向散射）。後向散射的比率是很小的，大約只有百萬分之幾而已。拉塞福推論說，α 粒子不可能被金原子內的電子向後散射，其原因是電子的質量比 He^{++} 小很多。實際上電子的質量只有 α 粒子的 1/8,000 左右，因此，即使在前向散射裏電子對 α 粒子的散射作用也是非常地小。後向散射的存在只能被解釋爲 α 粒子極靠近一個質量比 α 粒子大的粒子時發生的。因此拉塞福說原子的絕大部分質量集中於一個很小的原子核。如果這種原子模型是正確的話，我們應當可以從 α 粒子與質量很大的金原子核間的庫倫交互作用預測 α 粒子被散射到不同方向的相對數目。拉塞福發現根據他的原子模型所預測的與實驗的結果完全相符合。

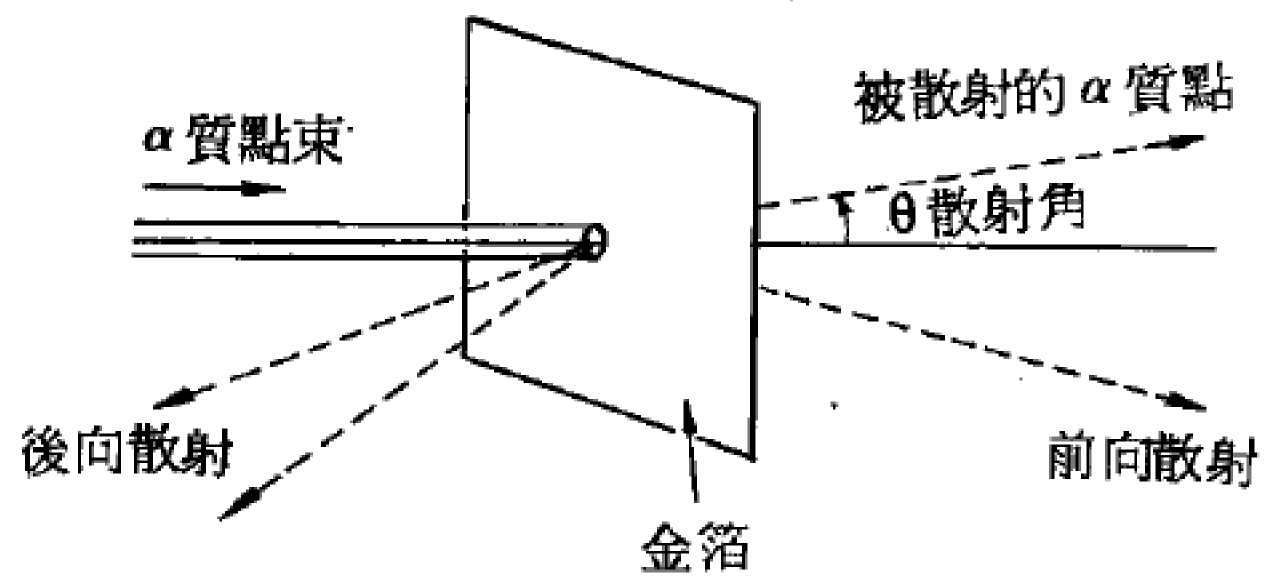


圖 10—42　α 粒子束撞擊金箔的散射實驗

如果金箔極薄，α 粒子被一個金原子核散射後，在它離開金箔前再受到另一個金原子核的散射的機會應當很小。因此，我們可以認爲所有 α 粒子被散射的現象都是單一散射。α 粒子入射時的撞擊參數（*impact parameter*）與其散射角間的關係，如下所述：

設 α 粒子的質量爲 m，電荷爲 q_1，其入射初速爲 v_0，撞擊參數爲 b，金原子核的電荷爲 q_2， 如圖 10—41。顯然地 α 粒子的撞擊參數

越小，它被金原子核散射掉的角度應越大。因爲碰撞時能量必須守恆，故碰撞後α粒子遠離金原子核時的速率應當和入射時的速率相等，碰撞過程的唯一效應是改變了α粒子的運動方向。又因庫倫力爲聯心力，故碰撞過程中α粒子對金原子核的角動量也要守恆，所以這一不隨時間變化的角動量 l 爲

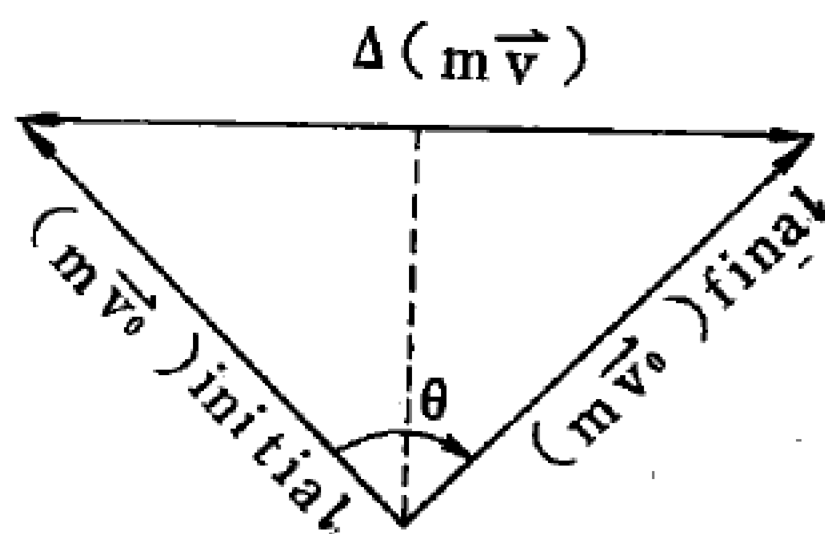


圖 10 — 43
碰撞前後α粒子的
線動量變化的情形

$$l = mv_0 b = mr^2\frac{d\varphi}{dt} = \text{常量} \qquad (1)$$

碰撞前後α粒子的線動量的改變量$\Delta m\vec{v}$爲兩個大小相等方向不同的($m\vec{v}_0$)向量的差，如圖 10 — 43，$\Delta m\vec{v}$的大小爲

$$m\,|\Delta\vec{v}| = 2mv_0 \sin\frac{\theta}{2}$$

這一結果應當等於α粒子在碰撞過程中所受的力$\vec{F}$的衝量(*impulse*)

卽

$$\Delta m\vec{v} = \int \vec{F}\,dt$$

由圖 10 — 41的對稱情形可知，我們在求力$\vec{F}$的衝量時，只要考慮力的水平分量F_x，原因是軌道上對稱點的垂直力F_y的衝量剛好相抵銷掉。又因$\Delta(m\vec{v})$也是在水平方向，如圖 10 — 43所示，故牛頓運動定律對時間的積分爲

$$\int F_x dt = \int F\cos\varphi dt = m\,|\Delta\vec{v}| = 2mv_0\sin\frac{\theta}{2} \qquad (2)$$

因$F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$，並由(1)式得，$dt = \frac{r^2 d\varphi}{v_0 b}$，故(2)式之積分爲

$$\int F_x dt = \int \frac{q_1 q_2 \cos\varphi}{r^2} dt = \frac{q_1 q_2}{v_0 b}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos\varphi d\varphi = \frac{q_1 q_2}{v_0 b}(\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1)$$

φ_1 及 φ_2 爲散射前後 φ 之值。由圖 10 — 42 可知

$$\varphi_1 = -\left(\frac{\pi-\theta}{2}\right) \qquad \varphi_2 = \frac{\pi-\theta}{2}$$

故（2）式可被寫成

$$\frac{2q_1q_2}{v_0 b}\cos\frac{\theta}{2} = 2mv_0\sin\frac{\theta}{2}$$

或者

$$\tan\frac{\theta}{2} = \frac{q_1q_2}{mv_0^2 b} = \frac{q_1q_2}{2Eb} \qquad (3)$$

這一結果告訴我們散射角 θ 與入射質點的能量 E 與撞擊參數間 b 的關係。

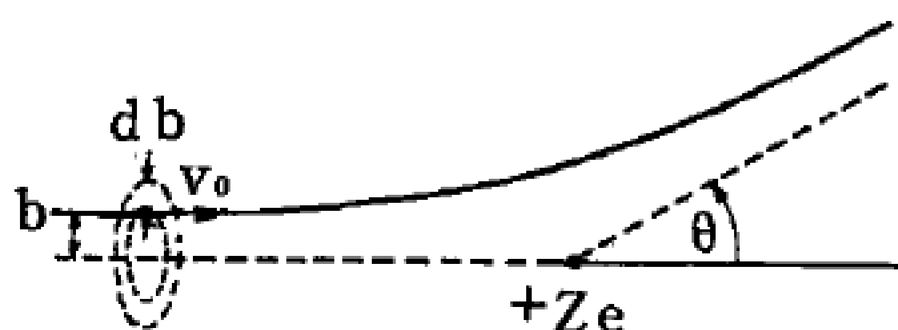
習慣上我們用被撞的質點的散射截面（*scattering cross-section*）來表示入射質點被散射到不同角度的相對數目。我們可以用強度 I（*intensity*）或被稱爲通量密度（*flux density*），來描述入射質點的多寡，所謂強度是指與入射方向垂直的單位面積在單位時間內通過的質點數，我們定義在某一方向的散射截面 $\sigma(\Omega)$ 爲

$$\sigma(\Omega)\,d\Omega = \frac{\text{單位時間被散射到 } d\Omega \text{ 立體角內的質點數}}{\text{入射質點的強度}}$$

$d\Omega$ 爲沿 Ω 方向的一無限小立體角。$\sigma(\Omega)$ 常被稱爲微分散射截面（*differential scattering cross-section*）。若質點間的作用力爲聯心力，則散射現象應當對入射方向對稱，故 $d\Omega$ 可被寫爲

$$d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$$

θ 爲散射角，卽質點被散射後的方向與其入射方向間的夾角。因爲 $\sigma(\Omega)$ 之因次與面積一樣，所以我們有截面的名稱。



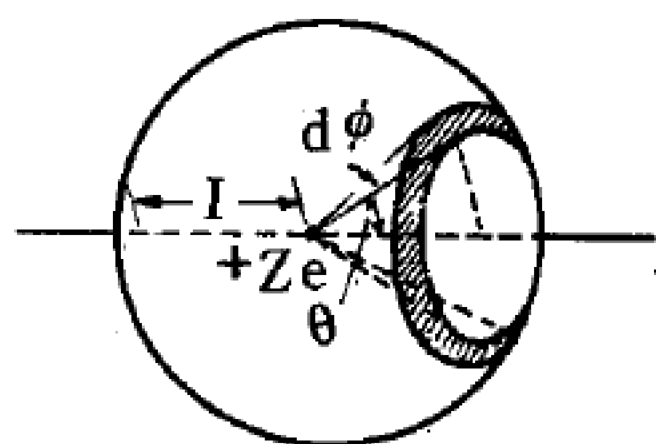


圖10—44　撞擊參數與散射角的關係

圖 10—44表示入射質點的撞擊

參數介於 b 和 $b+db$ 之間時的散射情形。因為所有撞擊參數介於 b 和 $b+db$ 間的入射質點都將被散射到介於 θ 和 $\theta+d\theta$ 間的立體角 $d\Omega$ 內，所以我們有

$$I(2\pi b\,db) = -I\sigma(\theta)(2\pi\sin\theta\,d\theta)$$

上式右邊的負號是因為 b 增加時散射角 θ 隨之減小。如果我們設想 b 為入射質點的能量與散射角的函數，即 $b=b(\theta,E)$，則微分散射截面與散射角間的關係為

$$\sigma(\theta) = -\frac{b}{\sin\theta}\frac{db}{d\theta}$$

我們已經找出庫倫散射中撞擊參數與能量及散射角的關係，即（3）式，或

$$b = \frac{q_1q_2}{2E}\cot\frac{\theta}{2}$$

因此

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{1}{2}\frac{q_1q_2}{2E}\csc^2\frac{\theta}{2}$$

所以在拉塞福實驗裏微分散射截面為

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2}\left(\frac{q_1q_2}{2E}\right)^2\frac{\cot\frac{\theta}{2}}{\sin\theta}\frac{1}{\sin^2\frac{\theta}{2}}$$

或者

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{4}\left(\frac{q_1q_2}{2E}\right)^2\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (4)$$

根據散射截面的定義我們曉得，$\sigma(\theta)d\Omega$ 相當於只有一散射中心（即被撞的質點）時入射質點被散射到 $d\Omega$ 內的分率。假設被撞的質點單位體積含有 N 個，被撞之物質（即靶）的厚度為 ΔS，則入射質點被散射到 $d\Omega$ 立體角內之分率（*fraction*）f 為

$$f = N\Delta S\sigma d\Omega$$

將（4）式之結果代入上式後可得

$$f = \frac{N\Delta S}{4}\left(\frac{q_1 q_2}{2E}\right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4\frac{\theta}{2}} \qquad (5)$$

若入射質點爲α粒子，則上式中$q_1 = 2e$，e爲基本電荷；被撞擊的原子核的電荷爲$q_1 = Ze$，Z爲該原子核的原子序。散射實驗所觀察到的f與Z、E及θ間的關係大致與（5）式所預測的相符合。

若α粒子的能量高到使它與被撞原子核的最近距離和該原子核的大小相似時，（5）式所預測的將稍微和實際的散射現象不同，原因是這時我們不能再將被撞的原子核視爲一點電荷。因爲α粒子越靠近被撞的原子核時拉塞福的散射公式（5）的偏差將越大；故這種偏差在後向散射較爲顯著。從觀察後向散射中這種偏差開始發生時α粒子的能量，我們可估計被撞擊的原子核大小的上限。用這種方法我們發現金原子核的半徑應小於1.5×10^{-12}厘米。

【庫倫障壁】（Coulomb barrier）

帶正電粒子接近原子核時，排斥的庫倫力隨距離之縮減而急遽增大，此種排斥作用的位能便叫庫倫障壁。

庫倫障壁有抑制原子核發生變化的作用，如圖10—45所示。圖(*a*)說明通過原子核中心距離線上的障壁。當一個質子或α粒子（氦原子核）的拋射體靠近原子核時，從庫倫定律導出的排斥位能必須由該粒子的動能供給。如果這些動能能夠使該拋射體靠近原子核的表面（圖裏距離*R*的地方），近距範圍核子吸引力會突然減小位能。這種能量馬上變成所有核內結構物的動能，或放出電磁輻射（γ射線）而消失。這種結果，使質子或氦核留在原子核裏。圖(*b*)說明三度空間裏的障壁。圖(*c*)則顯示質子或氦核具有克服障壁的能量，接近原子核時的路徑。

原子物理裏能量所用的單位是電子伏特（*electron volts*，簡稱

eV ）。用來量庫倫障壁所用的單位是電子伏特的一百萬倍，通常簡稱爲 *MeV*。在鈾原子核的情形裏，質子或氘的接近障壁是 12*MeV*，氦核子的障壁則是 23*MeV*。

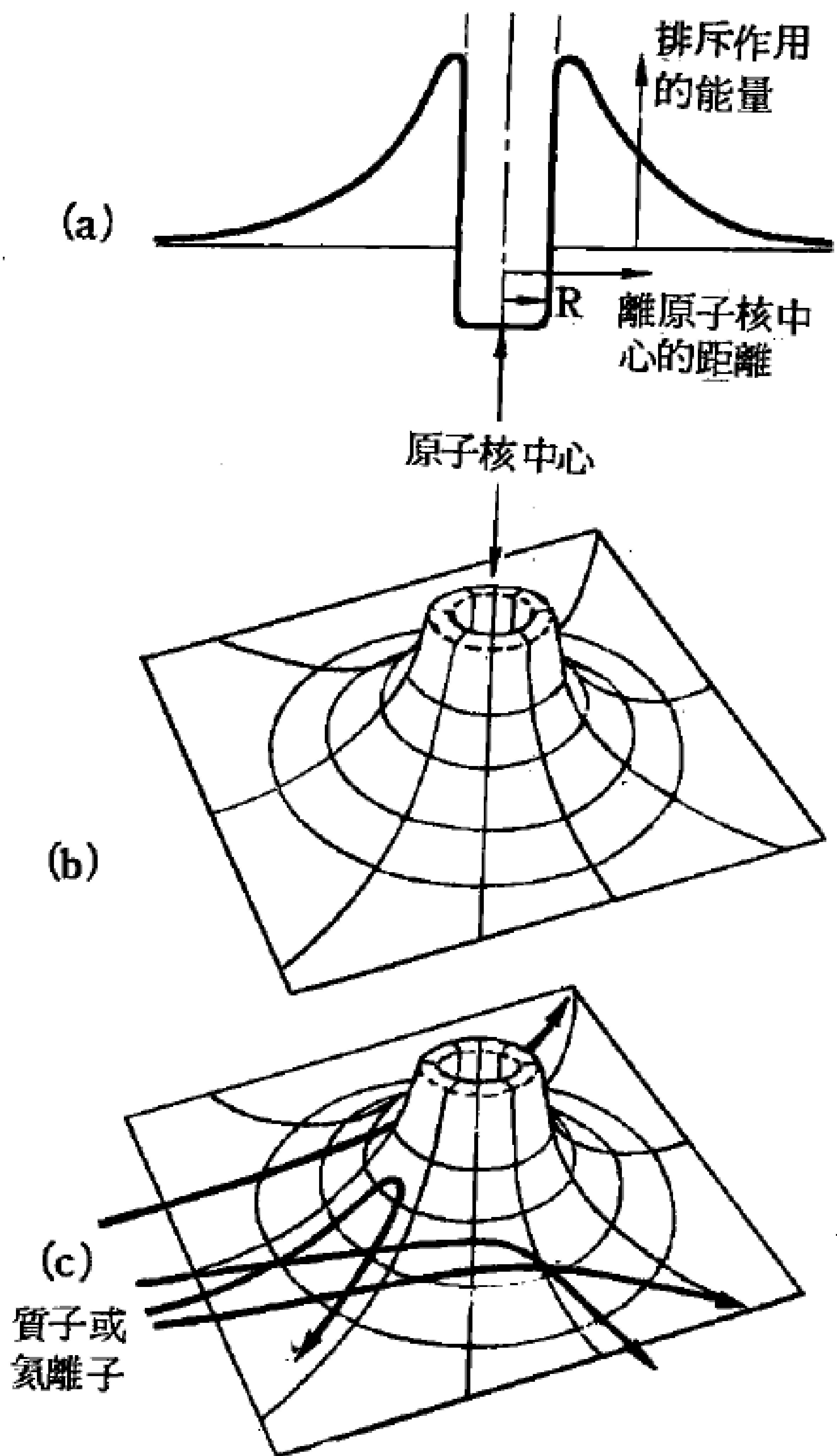


圖10－45 庫倫障壁

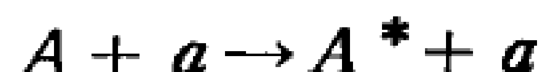
【庫倫摩擦定律】(Coulomb's law of friction)

摩擦定律常稱爲庫倫定律；事實上，早在1699 年卽已由亞曼頓(*Amonton*)所確定，故正確名稱應爲亞曼頓定律。此定律謂當兩物體相互滑動時，所生的總摩擦力與接觸面的面積及兩物體的相對速度均無關，僅與兩物體間的正向反作用力有關。摩擦力與正向反作用力之比率恆爲常數，此常數值稱爲兩物體間的摩擦係數(*coefficient of friction*)。摩擦係數有兩種不同的值，當兩物體在相互運動時稱爲動摩擦係數，所生之摩擦爲動摩擦(*kinetic friction*)；當兩物體相互靜止以至卽將運動之時，其係數稱爲靜摩擦係數，其力爲靜摩擦(*static friction*)力。由實驗得知靜摩擦力稍大於動摩擦力。

【庫倫激發】(Coulomb excitation)

當一質子移近一核時，二者之間的交互作用可引起一非彈性碰撞，結果導致核激發，使其處於一最低激發態；核返至其基態而發射能量數

量級爲幾個 KeV 的 γ 射線光子，這種過程叫做庫倫激發。它是測察及分析核的低穩定態的重要實驗之一，現以下式表之：



$$A + a \rightarrow A^{*} + a$$

A^{*} 表受粒子 a 轟擊後靶核的激發態，以後 A^{*} 會發射 γ 射線而衰變至基態。

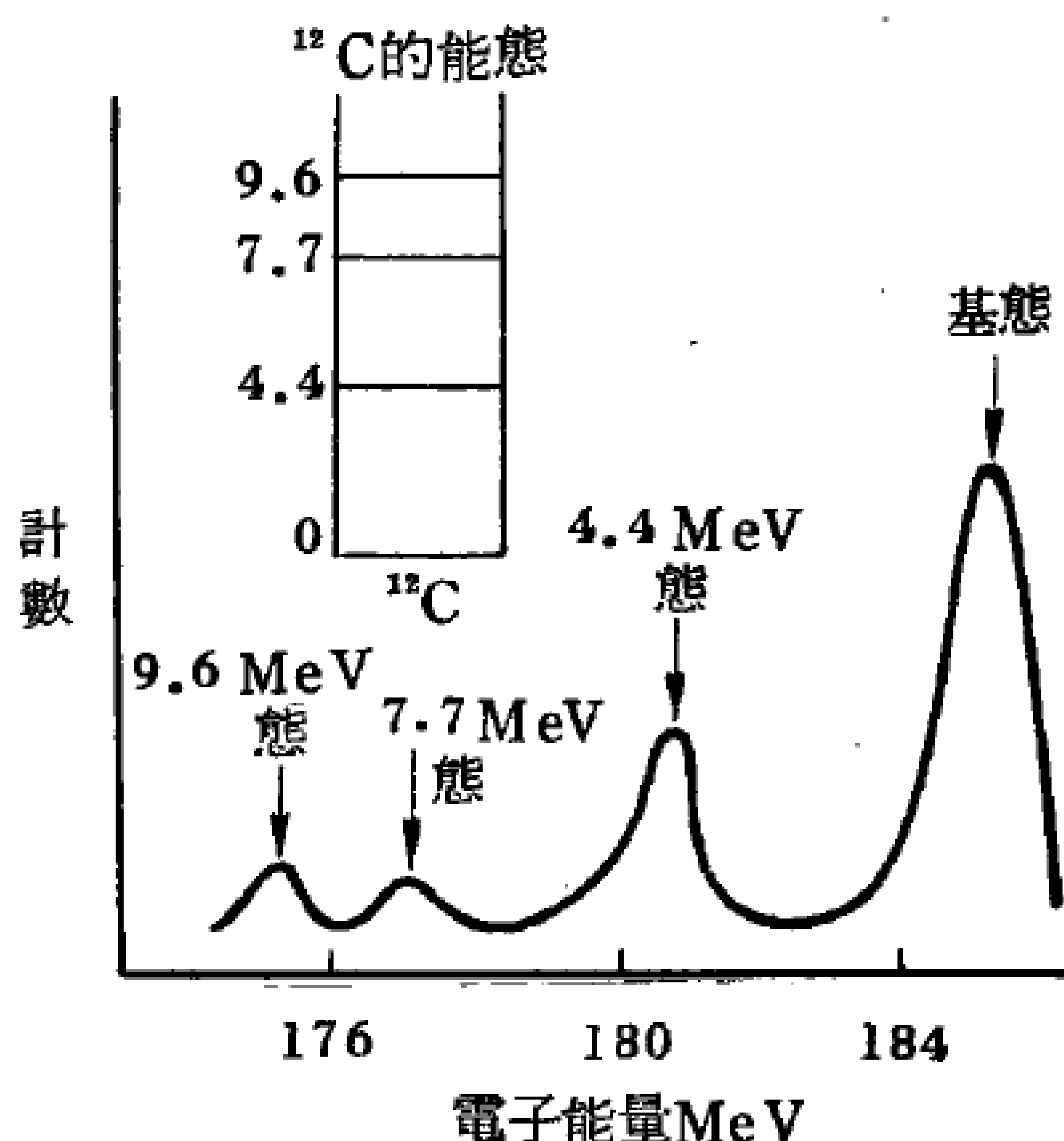


圖 10 — 46
高能量電子被碳核散射的能譜，圖示各非彈性散射組，及 ¹²C核各激發態的能階。

我們由散射束中的各組散射粒子的動量，所得到不同的 Q 值，就可獲知原子核的激發態的能階，圖 10 — 46顯示 185 MeV 的電子被碳核散射後的能譜，除了 185MeV 附近的彈性散射組之外，尚有181、177、175MeV 及更低能量的各組，其 Q 值之差正符合 ^{12}C 核在基態以上的4.4、7.7和9.6 MeV 三個激發態。

【庫曼斯定理】(Koopmans' theorem)

在一固體內，其哈吹、佛克 (*Hartree-Fock*) 參數，即是在該晶體內，利用哈吹、佛克近似法所計算出來的相對應狀態之游離能的負數，即是庫曼斯定理。

這定理的論證大致如下：庫曼斯指出，如果用一 N 單電子函數的斯拉特 (*Slater*) 行列式計算總能量，然後再計算 $N-1$ 個單電子函數的斯拉特行列式的總能量 (假設在這兩種情況下，每一個單電子函數都是一樣)，則這兩個總能量的差，僅是在第二種情況下所省略掉的狀態的參數 ϵ_i (ϵ_i 即爲在哈吹、佛克近似法中的“能量”參數)。因此當假設電子的波動方程式不因移去一個電子而改變時，我們可得下述的結

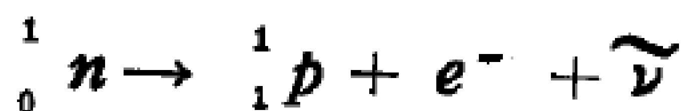
論：晶體對於任何一已知的電子狀態，其游離能實是該狀態的哈吹、佛克參數。然而，由於移去一個電子，對於位能的影響不過是 $1/N$ ，事實上是可以忽略的，因此得到了上述的庫曼斯定理。

事實上，以上的論證並不完全，除了 $1/N$ 的位能影響外，對於所有 N 個電子的每一參數 ϵ_i 的改變，其合成的效果對於總能的影響應當是與 N 無關的，亦即無法忽略這部分的改變量。幸而當利用變分法處理哈吹、佛克方程式時，可知 $1/N$ 改變量的誤差是 $1/N^2$，相加還是 $1/N$，仍可忽略掉這部分的改變量。

庫氏定理對於固體能帶構造性質的解釋非常重要，由此定理我們可直接推論：當一電子由某狀態移至另一狀態時，該系統的能量改變即是該二狀態的哈吹、佛克參數之差，因為初態和末態的能量都可認為是同一游離狀態的。

【庫瑞圖樣】（Kurie plot）

在 1933 年費米根據庖立倡議的微中子假說，發展貝他衰變的理論。例如中子衰變時



$$^1_0n \rightarrow {}^1_1p + e^- + \tilde{\nu}$$

隨電子放出的粒子稱為反微中子（*antineutrino*）；至於隨正電子放出的則稱為微中子。衰變時原子核反彈甚小，故蛻變能量由電子和微中子共享。按照費米的理論，設微中子的靜止質量為零，則 β 粒子能量分佈應為　$N(E)dE=CF(E,Z)(E_{max}-E)^2\,dE$

式中 $N(E)$ 是 β 粒子的能量分佈，C 是常數，$F(E,Z)$ 是能量的函數，甚少變化，E_{max} 是 β 粒子的最大能量。若將上式改為 β 粒子的動量分佈，則為

$$N(p)\,dp=CF(E,Z)(E_{max}-E)^2p^2\,dp$$

故繪 $\sqrt{\dfrac{N(p)}{Fp^2}}$ 對 E 的圖形，應為直線，且交能量軸於 E_{max} 處。圖 10

—47 陳示氚的β射線譜的量度結果，若設微中子的靜止質量爲$m_\nu = 0.002 m_e$，m_e是電子的質量，則在E_{max}附近的理論結果應偏離直線，如圖中虛線所示。實驗結果數據成直線，故實驗證明費米的理論，微中子的靜止質量爲零。此圖形就是庫瑞圖樣。

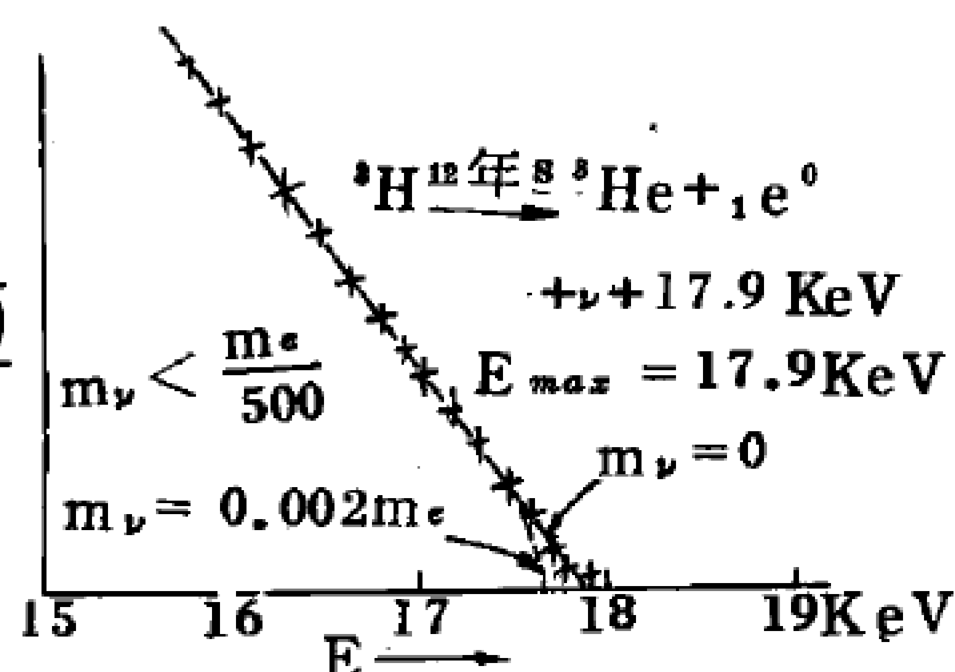


圖 10—47　庫瑞圖樣

【弱交互作用】(Weak interaction)

粒子的衰變過程都是由於粒子間的交互作用，大致可分爲三類：(1)強交互作用，(2)電磁交互作用，(3)弱交互作用。由於弱交互作用而引起的衰變有貝他衰變、μ粒子衰變、π介子衰變、超子衰變等，弱交互作用不僅是作用本身效應微弱，而且作用時間也短，只有10^{-23}秒左右。從分析β放射物的半衰期及能量分佈，估計弱交互作用的強度與強交互作用相比時，其數量級爲10^{-13}，當與電磁交互作用相比時，大約爲10^{-11}。

【弱交互作用的衰變】(Decay of weak interaction)

從現象上去看，弱交互作用的衰變大致可被分成數種：

1. 純輕子衰變——屬於這種過程的，現在只知道有μ粒子衰變：

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$$
$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$$

這種衰變，因爲不牽涉到強交互作用，因此物理學家們對它的了解也比較深切一些。

2. 涉及輕子的衰變——其衰變的產物總包含有輕子。如貝他衰變：

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_e$$

π介子衰變：

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \frac{\nu_\mu}{\nu_\mu}$$

$$\pi^{\pm} \to e^{\pm} + \frac{\nu_e}{\nu_e}$$

K介子衰變：

$$K^{\pm} \to \pi + \mu^{\pm} + \frac{\nu_\mu}{\nu_\mu}$$

等，但應注意由於輕子數守恆的需要，總有微子伴著電子或μ粒子出來。

3. 不涉及輕子的衰變——如K介子的一部分衰變形式，如：

$$K^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{0}$$
$$K^{\pm} \to \pi^{\pm} + \pi^{+} + \pi^{-}$$
$$K^{0} \to \pi^{+} + \pi^{-} + \pi^{0}$$
$$K^{0} \to \pi^{+} + \pi^{-}$$

以及各種的超子衰變，如：

$$\Lambda^{0} \to p + \pi^{-} \qquad \Lambda^{0} \to n + \pi^{0}$$
$$\Sigma^{+} \to p + \pi^{0} \qquad \Sigma^{+} \to n + \pi^{+}$$
$$\Sigma^{-} \to n + \pi^{-}$$

等等。

在第二與第三種衰變過程中，其強子的同位旋與超電荷往往會有所改變，從實驗上，可以歸納出一些近似的選擇定則（*selection rule*）。

對涉及輕子的衰變，若只看強子的電荷與超電荷，計算其衰變前與衰變後的差額，則或$\Delta Y = 0$，或$\Delta Y = \Delta Q$。對不涉及輕子的衰變而言，若計算其衰變前與衰變後的同位旋與超電荷的差，則或$\Delta Y = 0$、$\Delta I = 1$；或$\Delta Y = 1$、$\Delta I = 1/2$。

【徐文格】（Julian Seymour Schwinger 1918 - ）

1918 年二月十二日生於紐約市，爲美籍猶太人。1936 年哥倫比亞大學學士，三年後在雷比（*Rabi*）指導下獲哥大博士學位。先去加州大學柏克萊校區任兩年研究員，再赴普渡大學任教，大戰期間在芝加哥大學金屬實驗室參與曼哈坦計劃（與原子彈有關），1945 年赴哈佛大學，兩年後升正教授。戰後開始研究量子電動力學，當時日人朝永振一郎的論文尚未傳到美國（因受戰爭影響），所以部分結果與朝永重複。徐文格首先算出電子反常磁矩與實驗符合，並對量子場論、高能物理學、磁子理論均有重大貢獻。1951 年獲首屆愛因斯坦物理學獎，1965 年與范曼及朝永振一郎合得諾貝爾物理學獎。現爲美國科學院院士。1972 年七月赴加州大學洛杉磯分校（*U.C.L.A.*）任教。

【徑向波函數】（Radial wave function）

當粒子受到有心力場的作用，其運動方程式可以用薛丁格方程式表示如下：

$$\left[\frac{1}{2m}p_r^2+\frac{L^2}{2mr^2}+V(r)\right]\psi_{Elm}(r,\theta,\phi)$$

$$=E\psi_{Elm}(r,\theta,\phi)$$

式中 p_r 爲徑向動量，L 爲角動量。將波函數的徑向和角部分開，且由於 $V(r)$ 爲球對稱關係，因此

$$\psi_E(r,\theta,\phi)=R_{El}(r)Y_{lm}(\theta,\phi)$$

$$L^2Y_{lm}(\theta,\phi)=l(l+1)\hbar^2Y_{lm}(\theta,\phi)$$

所以徑向波函數 $R_{El}(r)$ 適合方程式

$$\left[\frac{1}{2m}p_r^2+\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}+V(r)\right]R_{El}(r)$$

$$=ER_{El}(r)$$

令 $U_{El}(r)=rR_{El}(r)$，則以上的方程式可以改寫成

$$\left[\frac{1}{2m}\left(-i\hbar\frac{d}{dr}\right)^2+\frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}+V(r)\right]U_{El}(r)$$

$= EU_{El}(r)$

此方程式與一維薛丁格方程式完全一樣，因此 $l(l+1)\hbar^2/2mr^2 + V(r)$ 稱爲有效位（*effective potential*），由有效位的形式，可以解出徑向波函數。因此，有心力場的問題，只是在求解徑向波函數。

【徑向動量】（Radial momentum）

當粒子在有心力場中運動，常用徑向動量表示，則方程式可以簡化，因爲此時的角動量守恆。在量子力學中，角動量的定義是

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = \frac{\hbar}{i} \vec{r} \times \nabla$$

徑向動量的定義是

$$p_r \equiv \frac{\hbar}{i} \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \; r \right)$$

用此定義可以將動量的平方寫成

$$p^2 = p_r^2 + \frac{1}{r^2} L^2 \qquad (r \neq 0)$$

由此得有心力場的漢彌頓算符（*Hamiltonian*）H 爲：

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(r) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{L^2}{2mr^2} + V(r)$$

因此漢彌頓算符可以由徑向動量算符和角動量算符的形式表示。波函數由此可以分離，求得微分方程式的解，這是解有心力場問題時必經的過程。

【恩西拉都】（Euceladns）

土星之衞星。

詳閱“土星（*Saturn*）”條。

【捕捉反應】（Capture reaction）

兩個質點相撞後以同速運動的問題爲一非彈性碰撞的例子。在核子

反應中這種過程稱為捕捉反應。例如，一中子撞到一氫原子中的質子後形成氘原子核卽屬這種反應。又如兩個可塑體相撞後連在一起的碰撞亦爲這類碰撞問題。在這種碰撞問題中，兩質點相撞後以質量中心之速度運動，卽 $\vec{v}_c = \frac{m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2}{m_1 + m_2}$，$\vec{v}_1$ 及 $\vec{v}_2$ 爲碰撞前兩質點的速度。故碰撞後質點之總動能與碰撞前質點的總動能之差 Q 爲

$$Q = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)v_c^2 - \frac{1}{2}m_1v_1^2 - \frac{1}{2}m_2v_2^2$$

$$= -\frac{1}{2}\frac{m_1m_2}{m_1+m_2}|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^2 = -\frac{1}{2}\mu|\vec{v}_{12}|^2$$

因此，Q 值之大小完全決定於碰撞前兩質點的相對速度。

【捕獲】(Capture)

一個原子或核系統吸收外來粒子的過程稱爲捕獲。例如：正離子捕獲電子，原子核捕獲電子或中子。

參閱"放射捕獲(*Radiative capture*)"條。

【振弦定律】(Law of vibrating strings)

弦振動之頻率：(1)與弦之長度成反比，(2)與弦之張力平方根成正比，(3)與弦之線密度平方根成反比。

設 T 爲弦之張力，l 爲振動部分的弦長，μ 爲單位弦長的質量。則弦之基振頻率

$$n = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

【振動】(Oscillation；Vibration)

週而復始的運動，其狀態連續進行至開始重複時的整個過程，稱爲完成一次振動。例如，單擺的一次振動是由開始至以相同速度(包括方向及大小)回至原位的全部運動過程。完成一次振動所需的時間稱爲週期，每秒完成的振動數稱爲頻率(週期的倒數)。

振動都是由同一系統內的能，如動能與位能的一再交互變化而形成的。振動為非常普遍的物理現象，大至單擺、彈簧、電路中的電流，小至原子、分子均為振動之例。

【振動子換流器】(Vibrating type converter)

從低壓直流電源獲取直流高壓的儀器。其組成部分為接觸斷路器(振子)、升壓變壓器(將由接觸斷路器後面所得電壓升高)、整流器和濾波器。

振動子換流器分為兩個類型：最簡單的和應用最廣的同步型(在這類換流器裏，交流電流是由振子簧片自己改變方向而整流)和異步型(在這類整流器裏，由直流斷路而得的交流，經過電壓升高以後，利用二極管整流器而整流)。有了振動子換流器，便可利用一個蓄電池供給無線電接收機的屏極電路與燈絲電路用電。振動子換流器應用於汽車收音機及便移式無線電臺中。

【振動中心】(Center of oscillation)

詳閱“複擺(*Compound pendulum*)”條。

【振動之耦合】(Coupling of oscillation)

一物體(一質點)將其振動傳給毗鄰諸質點的這種作用，我們稱之為振動之耦合。就水波而言，此種耦合作用乃由內聚力和表面張力而達成；就普通擺、彈性擺以及繩波而言，則係由於彈性力之關係而達成。

【振動式麥克風】(Oscillating microphone)

用鋁等薄金屬板作成的帶子吊在磁鐵之間，當此帶子受聲波的振動時，帶子上即隨振動而發生應電流的構造。音質最佳，但很重，且不耐震，所以只在攝影場或劇場等處用。如圖10—48所示即振動式麥克風。

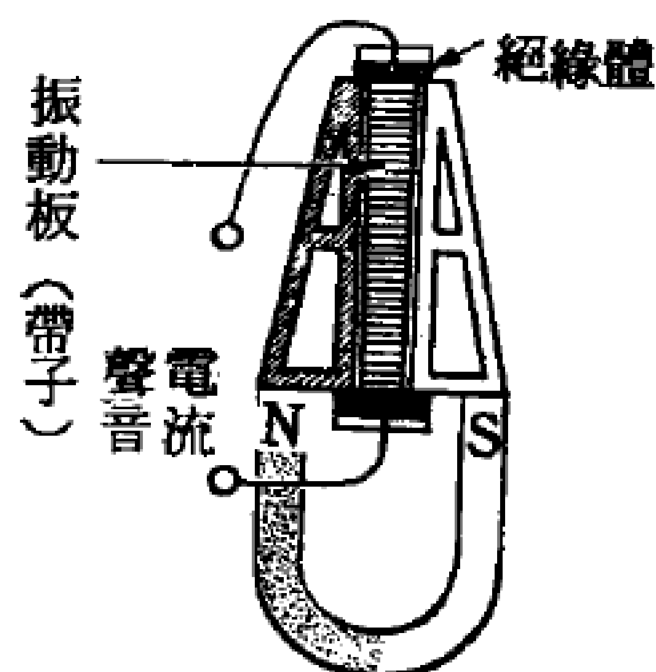


圖10—48
振動式麥克風

【振動光譜】(Vibrational spectrum)

分子中純振動之光譜頻率在 100～4,000 厘米$^{-1}$間，通常亦稱為紅外線光譜。振動光譜中譜線的頻率、強度及其所附之轉動精細結構(*rotational fine structures*) 由分子的形狀及其中原子核的質量、位置及其運動位能或鍵能所決定，故由之可分析分子之力學構造。此外，每種分子的振動光譜皆為各分子的特性，故可以其紅外線光譜作化合物的定性及定量分析。

【振動光譜的選擇定則】(Selection rule of vibrational spectrum)

分子的振動出現於紅外線光譜及拉曼光譜(*Raman spectrum*)中。分子之能吸收或放射電磁波乃因分子具有偶極矩 (*dipole moment*)，能與電磁場作用之故。分子的偶極矩表示如下

$$\mu = \mu_0 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{\partial \mu}{\partial q_i} \right)_0 q_i + \cdots \qquad (1)$$

μ_0 為所有原子皆在其平衡位置時分子的偶極矩，亦即其永久偶極矩，μ_0 為產生分子轉動光譜的主要原因；($\partial\mu/\partial q_i$)$_0$ 為分子在作第 i 種簡正振動 (*normal vibration*) 時偶極矩的變量。因此，振動時必須使分子偶極矩有變化，此種簡正運動方能出現於紅外線光譜中。

拉曼光譜乃因分子具有極化性 (*polarizability*)，受電磁波中電場之影響產生感應偶極矩，而導致散射現象。拉曼光譜的強度，由分子的極化率 α 決定

$$\alpha = \alpha_0 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q_i} \right)_0 q_i + \cdots \qquad (2)$$

α_0 亦為分子在平衡時的極化率，決定拉曼轉動光譜；($\partial\alpha/\partial q_i$)$_0$ 為 q_i 振動改變 α 之量。任何振動之($\partial\alpha/\partial q$) 若為零，則此種振動不能出現於拉曼光譜中。

若分子有一對稱中心，其μ對中心反映（*inversion*）變號，而其α對中心反映不變號，亦即μ與α有不同對稱性。因此，出現於紅外線光譜的振動，必不能出現於拉曼光譜，反之亦然，這稱為互斥定則（*rule of mutual exclusion*）。

在（1）（2）兩式中產生振動光譜之第二項中含有簡正坐標的一次項q_i，此函數導致一極重要的選擇定則，即

$$\Delta n_i = \pm 1 \qquad (3)$$

因此在紅外線及拉曼光譜中，僅能觀測到各簡正振動的基音頻率ν_i。$|\Delta n_i| > 1$之躍遷即泛音（*overtone*）頻率$2\nu_i$，$\nu_i \pm \nu_j$等在完全之簡諧振動中為禁制者。但因分子振動多少有些非諧和性，故泛音頻率亦常出現於光譜中，但其強度較基音小很多。

【振動計】（Vibration meter）

一種量度振動物體位移、加速度、速度的儀器。

【振動能階】（Vibrational energy levels）

雙原子分子僅有一種振動，其頻率為

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}} \qquad \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \qquad (1)$$

k為兩原子之間的力常數，μ為兩原子的約化質量。依量子力學，此分子中的容許能階為

$$E_v = h\nu(n + 1/2) \qquad (2)$$

式中h為浦朗克常數，n為振動量子數。在多原子分子中，有$3n-6$（或$3n-5$）個簡正振動，可視為$3n-6$個雙原子分子的集合，其能階為

$$E_v = \sum_{i=1}^{3n-6} h\nu_i \left(n_i + \frac{1}{2}\right) \qquad (3)$$

以上的能階公式只適用於原子間力常數遵循虎克定律者。若力常數

與虎克定律稍有偏差，（2）（3）式均須加入所謂非諧和項修正之。例如（2）式即變為

$$E_v = h\nu\left(n+\frac{1}{2}\right) - h\nu x\left(n+\frac{1}{2}\right)^2 \qquad (4)$$

式中 x 稱為非諧和性（*anharmonicity*）。多原子分子的非諧和性不止一個，其解析亦甚困難，但一般分子中，非諧和性均極小，常可忽略而將分子振動完全以簡諧振動理論處理之。

【振動偶極子】（**Oscillating dipole**）

電子對正電荷的振動，猶如力學中之振動子（*oscillator* 或簡稱振子）的振動，故可視對正電荷作振動的電子為振動子。再從電磁學的立場觀之，此系統是一個電的偶極子（*electric dipole*），所以通稱此系統為振動偶極子（*oscillating dipole*）。

圖10—49係示此種振動偶極子，OD 視為偶極子，D 表示電子，坐標 xyz 取在正電荷的中心 O 上，電子係沿著 z 軸施行振動，此系統一如電磁波的發射裝置，將在其周遭建立電磁場。對振動偶極子中心 r 距離處的電場 $\overrightarrow{E}$ 及磁場 $\overrightarrow{H}$，玆分別以 E_r，E_θ 及 E_φ，H_r，H_θ 及 H_φ 表之。

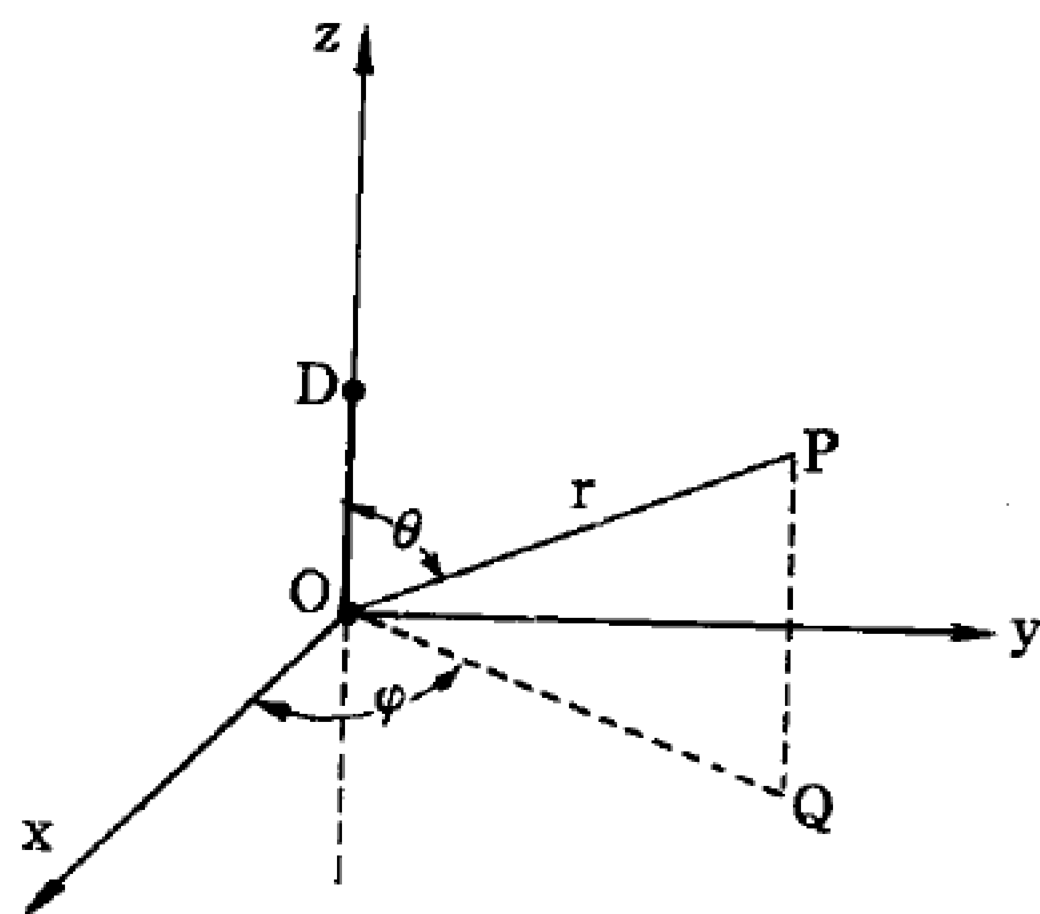


圖10—49

E_r，E_θ 及 E_φ 為電場 $\overrightarrow{E}$ 在 r，θ，φ 向的分量。H_r，H_θ 及 H_φ 係示磁場 $\overrightarrow{H}$ 的 r，θ，φ 向的分量。向量的 $\overrightarrow{r}$ 向成分係指向 r，其θ成分係與半頂角為θ的圓錐面垂直，φ 成分係與平面 OPQ 垂直。

由電力線和磁力線的分佈，易知任意點 P 處的電場強度 $\overrightarrow{E}$ 係位於平面 OPQ 上，磁場強度 $\overrightarrow{H}$ 係垂直該面。於是 $H_r = H_\theta = E_\varphi = 0$，而 E_r

，E_θ 及 H_φ 皆不為零。當點 P 對原點 O 的距離 r 遠比電子振幅為大時，根據電振理論，E_r 可視為零，E_θ 及 H_φ 之絕對值相等，即

$$E_\theta = H_\varphi = \frac{\sin\theta}{r}\frac{\ddot{p}}{c^2} \qquad (1)$$

p 為偶極矩（*dipole moment*），$\ddot{p}$ 是偶極矩對時間的二次導數，c 為光速。從此得知在 r 為較大處的電場強度 $\overrightarrow{E}$ 之大小 E，與該處的磁場強度 $\overrightarrow{H}$ 的大小 H 相等，故（1）式尚可寫作：

$$E = H = \frac{\sin\theta}{r}\frac{\ddot{p}}{c^2} \qquad (2)$$

在放置觀測裝置的地方，因其 r 可視為甚大，（2）式得以成立。

依據電磁學，電磁場的能量密度 ρ 可寫作：

$$\rho = \frac{1}{8\pi}(E^2 + H^2)$$

或

$$\rho = \frac{1}{4\pi}E^2 \ \frac{\text{爾格}}{(\text{厘米})^3}$$

於是每秒通過與 r 方向垂直之單位面積的能量 S

$$S = \rho c = c\frac{E^2}{4\pi}\ \frac{\text{爾格}}{(\text{厘米})^2\cdot\text{秒}}$$

將（2）式代入，即得：

$$S = \frac{(\ddot{p})^2}{4\pi c^3 r^2}\sin^2\theta \qquad (3)$$

此公式顯示輻射強度係與 $(\ddot{p})^2$ 成正比，與距離平方成反比。又因此公式中含有 $\sin^2\theta$，故輻射強度因方向而異。圖 10—50乃根據（3）式繪出者，以示振動偶極子的輻射強度

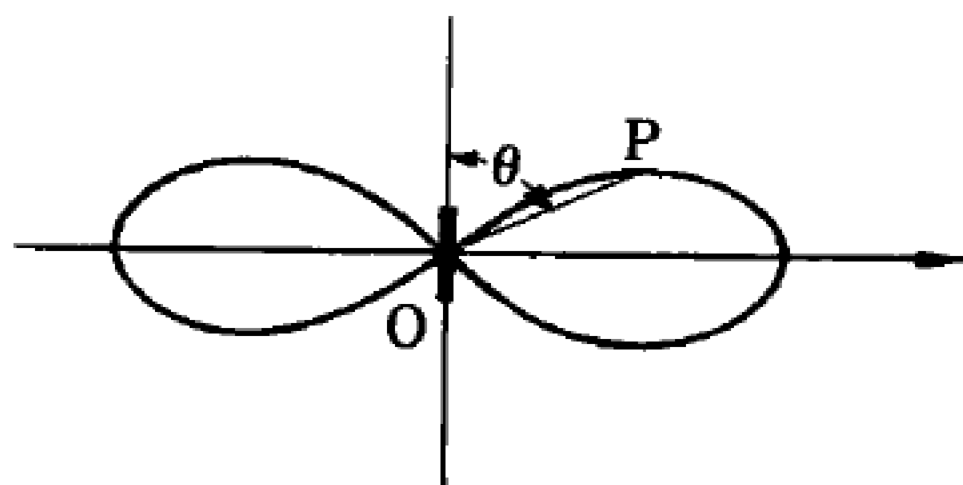


圖 10—50

與 θ 的關係。如該圖所示，振動方向（ $\theta = 0, \pi$ ）的強度爲零， 與振動方向成垂直的方向（ $\theta = \frac{\pi}{2}$ ）爲最大。

振動偶極子於單位時間所發射的能量 I，係等於流過中心爲0半徑爲 r 之球面之總能量，故

$$I = \int S\,dA \tag{4}$$

極坐標的 dA

$$dA = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$$

將此式及（ 3 ）式代入（ 4 ）式，得

$$I = \int\int \frac{(\ddot{p})^2}{4\pi c^3 r^2} \sin^2\theta\, r^2 \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$= \frac{(\ddot{p})^2}{4\pi c^3} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta = \frac{(\ddot{p})^2}{2c^3} \int_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta$$

$$\int_0^{\pi} \sin^3\theta d\theta = \left| -\frac{1}{3} \cos\theta(\sin^2\theta + 2) \right|_0^{\pi} = \frac{4}{3}$$

$$I = \frac{2(\ddot{p})^2}{3c^3}$$

$\ddot{p}$ 之大小及方向係隨著時間作週期變化，故 I 是因時而異。於是實驗上所測得的 I，當是 I 的平均值，I 就時間之平均值 $\langle I \rangle$ 爲

$$\langle I \rangle = \frac{2\langle (\ddot{p})^2 \rangle}{3c^3} \tag{5}$$

$\langle (\ddot{p})^2 \rangle$ 係指 $(\ddot{p})^2$ 在一週期的平均值。p 若爲

$$p = p_0 \cos\omega t = p_0 \cos 2\pi\nu t$$

此處 p_0 爲 p 的最大值，ω 爲振動角頻率。

$$\ddot{p} = -\omega^2 p_0 \cos\omega t = -4\pi\nu^2 p_0 \cos 2\pi\nu t$$

I 的平均值 $\langle I \rangle$

$$\langle I \rangle = \frac{2\omega^4}{3c^3} p_0^2 \langle \cos^2\omega t \rangle = \frac{32\pi^4\nu^4}{3c^3} p_0^2 \langle \cos^2 2\pi\nu t \rangle$$

因 $$\langle \cos^2 \omega t \rangle = \langle \cos^2 2\pi\nu t \rangle = \frac{1}{2}$$

故 $$\langle I \rangle = \frac{\omega^4}{3c^3} p_0^2 = \frac{16\pi^4\nu^4}{3c^3} p_0^2$$

若取正電荷之位置爲坐標原點，當電子沿 x 軸振動時，因

$$p = ex$$

e 爲電子的電荷，x 爲電子的位移，由（5）式，則

$$\langle I \rangle = \frac{2e^2}{3c^3} \langle (\ddot{x})^2 \rangle \qquad (6)$$

如果其振動爲簡諧運動，其位移可寫作

$$x = a\cos\omega t = a\cos 2\pi\nu t$$

a 爲振幅，ν 爲線頻率，將此 x 代入（6）式

$$\langle I \rangle = \frac{\omega^4 e^2 a^2}{3c^3} = \frac{16\pi^4\nu^4 e^2 a^2}{3c^3}$$

此爲一諧振動偶極子每秒平均所發射的能量。

【振動量子數】（Vibration quantum number）

粒子振動時，其能量爲量子化，如簡諧振體的能量爲

$$E = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu$$

三維諧振體的能量爲

$$E = \left(n_x + n_y + n_z + \frac{3}{2} \right) h\nu$$

上二式中 ν 爲該振體的古典振動頻率。用以說明各該振體能量的整數（包含 0）n、n_x、n_y 及 n_z，就稱爲各該振體的振動量子數。

【振動源】（Vibration source）

由於連續振動而發出週期性連續波的波源，叫做振動源，在作水波

的實驗時，常以下列三法作為振動源。

1. 利用小型馬達的偏心運動，振動彈性體。

2. 斷續電磁石內電流，以動作軟鐵片。

3. 利用曲軸或轉動輪，把小型馬達的轉動運動變為來回運動。

【振動電路】(Oscillatory circuit)

產生電振動的電路稱振動電路，其構造如圖10—51，T為升壓器；其副線圈與L_1、C_1、S形成一振動電路。接原線圈於交流電源，調節空氣隙(S)可使每充電一次，發生若干次振動的放電。其振動週期由C_1L_1之值而定。此時若逐變其旁由L_2、C_2、A組成之電路中的C_2至適當值$C_2L_2=C_1L_1$時，電流計A內即有與L_1中電流頻率相同的共振電流。

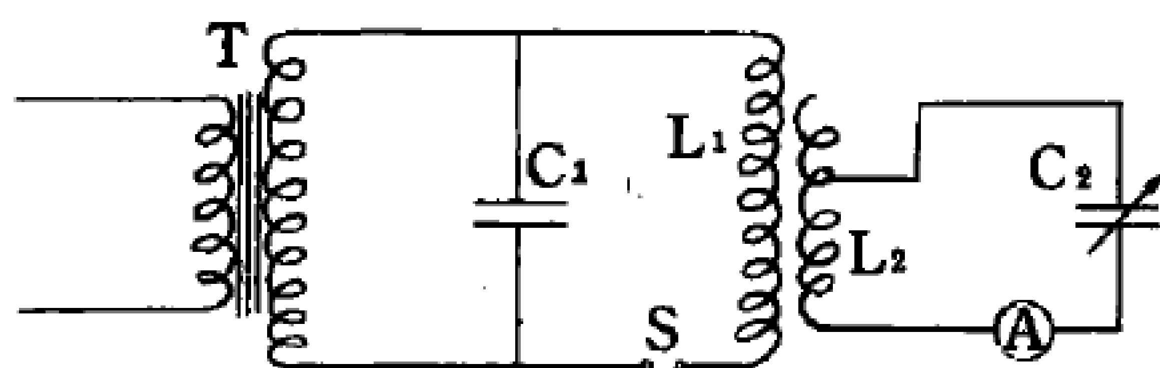


圖10—51

如將導線張佈於天、地間，作成如圖10—52的"開路式振動電路"，其電波可傳播於遠方。開路式振動電路中上方張佈於空中的導線稱為天線(*antenna*)；下方接地部分，稱為地線(*ground wire*)。天線與地線間形成一電容器的作用，與插入的線圈合成一振動電路。頻率至一定高時即可傳電能於遠方。反之亦可接收遠方傳來的電波，無線電通訊因此成為事實。

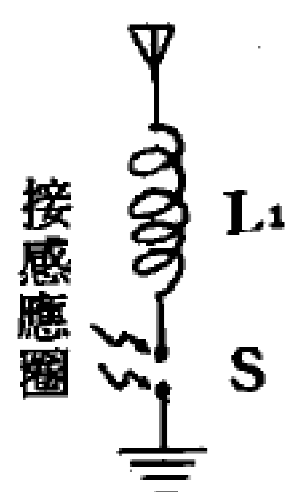


圖10—52

【振動器】(Vibrator)

將直流電流變為脈動式電流的工具。

【振動頻率】(Vibration frequency)

指振動物體，一秒鐘內振動的次數，單位為赫茲(Hz)，如振動頻率為30赫茲者，即一秒鐘內振動30次。

【振動譜】(Vibrating spectrum)

若我們把核視爲彼此間固定；但一分子中之核係作相對振盪運動，若位能爲一簡諧振盪器之位能，則二核之相對振盪運動必爲具一角頻率 ω_0 之簡諧運動；且一雙原子之分子的振動能階可表爲

$$E_v = (v + \frac{1}{2})\hbar\omega_0$$

式中 $v = 1, 2, 3 \cdots\cdots$（正整數）。因此分子之振動能階的間隔均等於 $\hbar\omega_0$（圖 10 — 53），且分子具有一等於 $\frac{1}{2}\hbar\omega_0$ 之零點振動能。

振動階間跳渡之選擇定則爲 $\Delta v = \pm 1$，因唯一容許改變之 v 爲到一相鄰能階者，故在一振動跳渡中所吸收或發射之唯一頻率等於自然古典頻率(*natural classical frequency*)

$$\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$$

由於振動跳渡而發射或吸收能量所形成的譜系便叫振動譜。

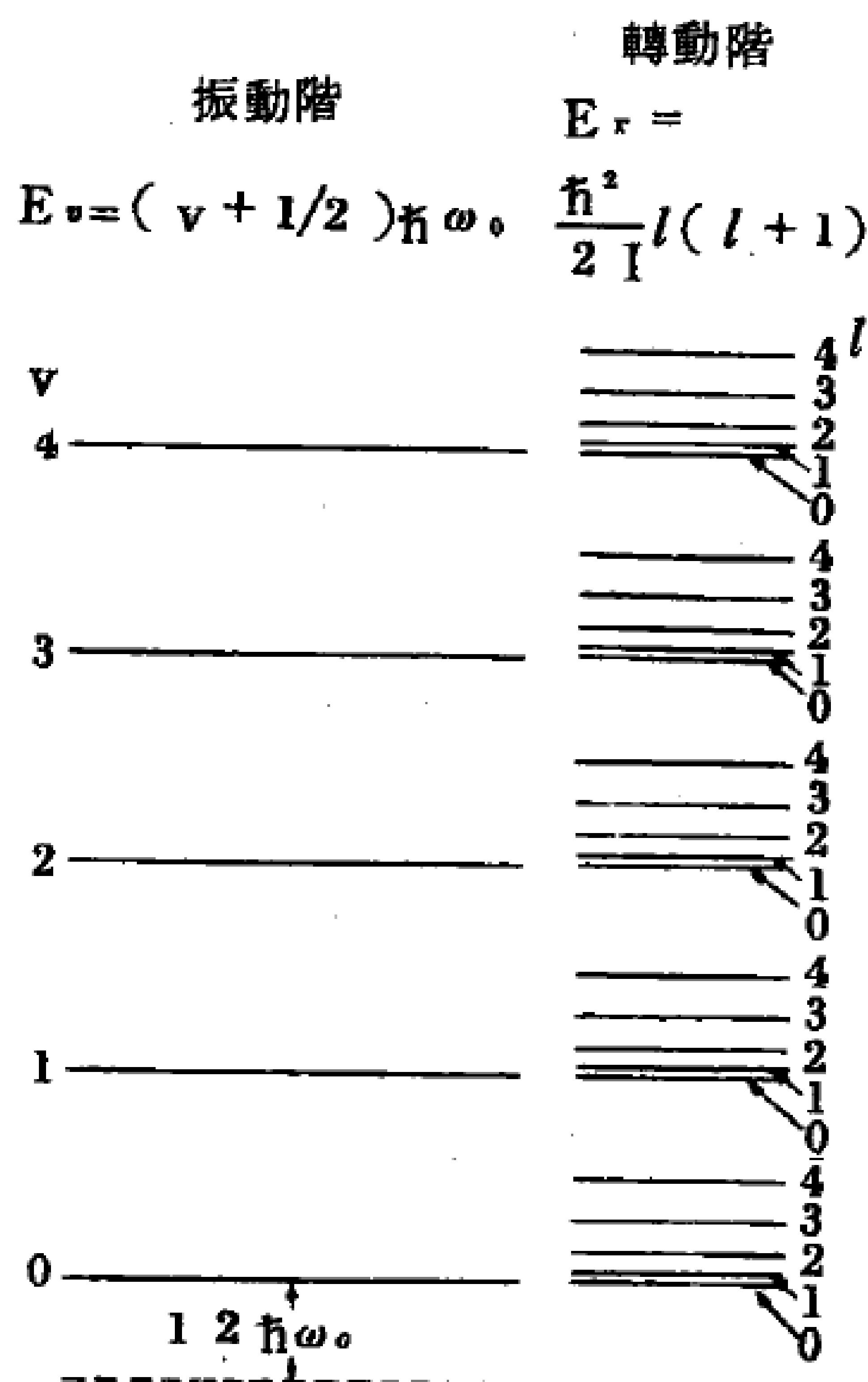


圖 10 — 53
一雙原子之分子的振動能階及轉動能階

【振幅】(Amplitude)

振動體在其平均中央之位置，往復運動時，自中央點至其運動所達之一端之距離，謂之振幅。電波振動的長度，亦稱爲振幅。在簡諧波動中，波幅即等於振幅。

振幅通常指呈週期變化的量之最大值或波峯值。但在廣義上，它也指任何隨時間變化之參數的大小。

簡諧振動的振幅爲一常值；若 $\psi = \psi_0 \cos\omega t$ 表示一呈簡諧振動的量（ t 爲時間，ω 爲振動角頻率）則 ψ_0 爲一不變之振幅。 但在有些場

合，如調幅（*amplitude modulation*）系統，振幅則為時間的函數。

【振幅比較】（Amplitude comparison）

二種波達到相同振幅所需的時間。

【振幅共振】（Amplitude resonance）

當一振盪器的位移振幅或功率的吸收達到某一個極大值時，我們說這個振盪器和驅使力之間起了共振（*resonance*）。前者又稱為振幅共振，後者又稱為能量共振（*energy resonance*），雖然兩者有時候是沒有什麼區別的。

振幅 x_0 隨驅使力頻率 ω 的變化。當 $x_0 = \dfrac{F_0/m}{\sqrt{(\omega^2-\omega_0^2)^2+(\frac{\omega}{\tau})^2}}$ 式中的分母，達到極小值時，x_0 就會有極大值。但一函數得到極限值的條件是它對自變數 ω 的一次導數等於零。

$$\frac{d}{d\omega}\left[(\omega^2-\omega_0{}^2)^2+(\frac{\omega}{\tau})^2\right]=4\omega(\omega^2-\omega_0{}^2)+\frac{2\omega}{\tau^2}=0$$

所以，當

$$\omega_A=\sqrt{\omega_0{}^2-\frac{1}{2\tau^2}}=\sqrt{\frac{k}{m}-\frac{\lambda^2}{2m^2}}$$

時，x_0 有極大值。卽強迫振盪（*forced oscillation*）與驅使力間產生振幅共振。阻滯力越小，共振的現象越顯著。當 $\omega_0\tau\gg1$ 或 $\lambda\to0$ 時，$\omega_A\to\omega_0$；且振幅共振趨近於無窮大。圖 10—54 繪示在三個不同的阻滯係數 λ 下，振幅隨驅使頻率 ω 變化的情形。這種共振現象，可

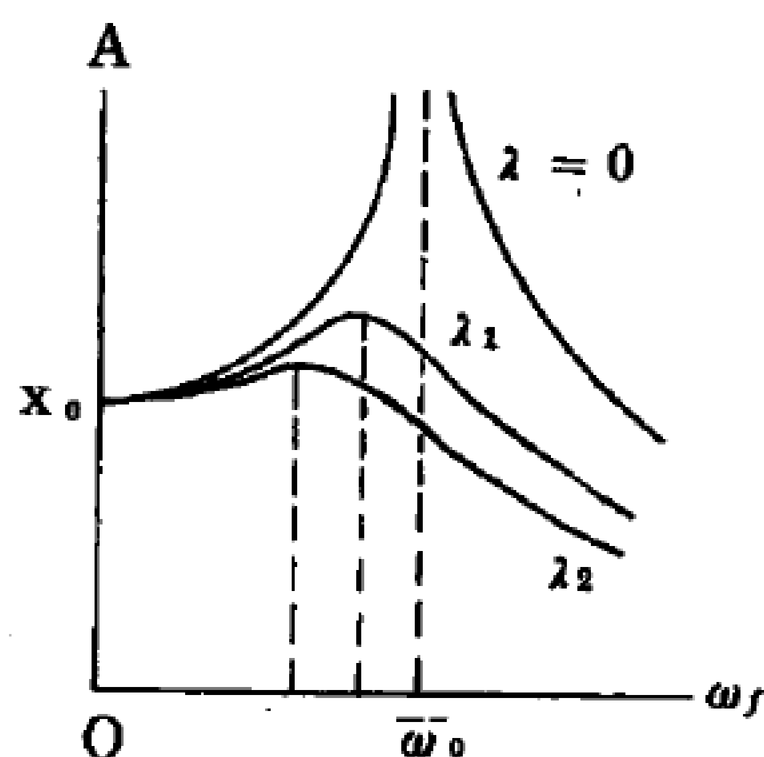


圖 10—54
強迫振幅共振隨頻率及阻滯力的變化情形

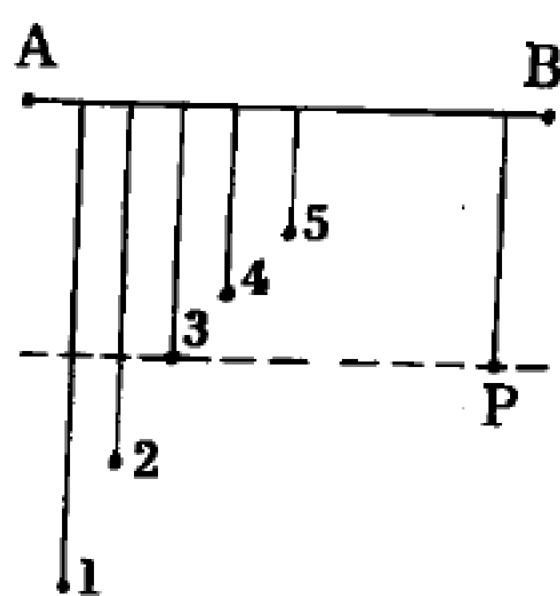


圖 10—55
單擺運動的振幅共振

從圖10—55所示的簡單實驗看出來。在同一條弦AB上，掛上好幾個單擺。先使其中之一，P開始擺動。不久，其餘的就會因耦合（*coupling*）的作用，也跟著擺動起來。在這五個被強迫振盪的單擺中，我們會發現3擺有最大的振幅。這是因爲這個擺和P擺的擺長相等，有相同的自然振盪率。在這個阻滯力很小的條件下，兩者都會以$\omega_A \approx \omega_0$的頻率振盪，故3和$P$有振幅共振。

其次，我們再來看，速度振幅v_0隨ω變化的情形。當$v_0 = \frac{F_0}{\sqrt{(m\omega - k/\omega^2) + \lambda^2}}$式的分母有極小值時，$v_0$有極大值。依照同樣的方法，$v_0$得到極大值的條件是

$$m\omega - k/\omega = 0$$

或當

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} = \omega$$

時。又質點的動能是和速度的平方成比例的。所以，我們說，當驅使力的頻率等於振盪器本身的自然頻率時，強迫振盪有能量的共振。但上面說過，阻滯力很小時，振幅共振的頻率$\omega_A \to \omega_0$，所以說，振幅共振和能量共振的頻率經常是沒有區別的。當$\omega = \omega_0$時，$tan\alpha = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega/\tau}$

$$\alpha = 0$$

故在能量共振時，速度和驅使力同相位。

能量共振時的位移相位，可將$\alpha = 0$值代入$x = x_0 sin(\omega t - \alpha)$式求得。此時，位移比驅使力落後$\pi/2$的相位。加上高、低極限頻率的結果，我們得知，位移的相位永遠比驅使力落後；從低頻率的極限開始，位移相對於驅使力的相位從零經過共振時的$-\pi/2$到高頻率極限的$-\pi$。又共振時的位移振幅爲

$$x_0 = \frac{F_0}{m} \cdot \frac{\tau}{\omega_0} = \frac{F_0}{\omega_0 \lambda}$$

由此可見阻滯力控制著共振時振盪的位移。

【振膜】(Diaphragm)

在揚聲器或耳機中響應聲頻磁場而振動之金屬薄膜。

【振盪】(Oscillation)

除了一般線型運動和轉動外，自然界中尚有一種非常重要的運動，即振盪，當質點對某一平衡點，作週期性的往復運動。例如單擺的擺動，附在彈簧上之物體的往復運動，固體內原子的振動，天線上電子的流動…等都是振盪的例子。

在無線電工程裏常常會遇到許多各式各樣的電振盪，即各種不同電路內的電壓和電流振盪，同時還要遇到許多機械振盪，例如微音器（*microphone*）或揚聲器（*loud speaker*）振動膜的振動。用來說明振盪這一重複過程的，第一是振盪所達到的最大偏離，或振盪幅度；第二是相同狀況重複發生的頻率，或振盪頻率；第三是時間讀數的起點時刻對應著怎麼樣的狀況，對應著怎樣的相位。上述最後一個振盪過程的特性叫做初相，或簡稱振盪的相位（*phase*）。嚴格說來，這些概念只適用於某些一定類型的振盪，即週期性振盪，特別是正弦振盪。不過這三個術語即幅度、頻率和相位，通常是以上述意義普遍應用於任何振盪中。

振盪由於幅度情況的不同，可以劃分爲下列數種：

1. 等幅振盪或無衰減振盪——這種振盪的幅度不隨著時間而變化。

2. 阻滯振盪（*damped oscillation*）——這種振盪的幅度隨著時間而減小。

3. 增幅振盪——這種振盪的幅度隨著時間而增大。

4. 調幅振盪——這種振盪的幅度隨著時間的變化，一會兒增大，一會兒減小。

而由於重複情況的不同，振盪又可分爲：

1. 週期振盪——這種振盪的全部狀況都是準確地經過一定的時間間隔而重複一次。

2. 近似週期振盪——這種振盪的全部狀況只是近似地重複著，例如阻滯振盪或頻調振盪（即這樣一種振盪，其頻率時時刻刻都在某一定值周圍一定範圍內變化著）。再由於振盪波形的不同，又可分爲正弦振盪（諧波振盪）或近似正弦的振盪及張弛振盪（張弛振盪的波形與正弦振盪有著根本上的差別）。

最後由於振盪過程的發生情況不同，又可分爲：

1. 固有振盪（*normal oscillation*）或自由振盪—— 這種振盪是由於系統中受到衝擊而發生的（或一般地講，這是由於系統中的平衡受到破壞而發生的）。

2. 強迫振盪（*forced oscillation*）—— 這種振盪是由於系統中受到外部振盪持續作用而發生的。

3. 自激振盪（*self oscillation*）—— 這種振盪是振盪系統沒有受到外來作用而由於系統本身具有維持振盪過程的性能而產生的。

【振盪廻路】（Oscillatory circuit）

這是一種當其中的電平衡遭到破壞，即在其中建立起初電壓或者初電流時，就能產生電的固有振盪（*normal oscillation*）之廻路。欲使廻路中能夠產生固有振盪，廻路應當具有電容、電感而其電阻則不應過大。廻路的振盪頻率將隨著電容 C 和電感 I 而變化。振盪廻路內所接入的電容和電感越大，其固有振盪的頻率就越低。振盪的角頻率，即 2π 秒內的振盪次數爲：

$$\omega = 1/\sqrt{LC}$$

式中 L 爲廻路的電感（亨利），C 爲廻路的電容（法拉）。因爲任何一種廻路都具有電阻，電阻上有能量損耗和熱產生出來，所以廻路的固有

振盪永遠是阻滯振盪。換句話說，振盪廻路經過阻滯振盪過程以後要回復到電的平衡狀態。如果廻路中的電阻很大，它將是一個非週期廻路，其中便不會有固有振盪產生，這種電路中所建立起來的初電壓和初電流不會經過振盪過程，而是單調地衰減下去。換句話說，這種廻路在電平衡受到破壞時，是非週期地（即無振盪地）回復到平衡的狀態。

【振盪週期】（ Oscillating period ）

指振盪電流或電壓完成一週所需之時間。

【振盪混頻第一檢波器】（ Oscillator-mixer first detector ）

超外差接收機（ *superheterodyne receiver* ）將振盪混頻及檢波三個任務，由一級兼任完成者。

【振盪電流】（ Oscillating current ）

在電路中，電流強度的值是在隨時間之不同而作有規律的變化，如在時間 t_1 線路中，某一點的電流強度為正最大值 1 ；以後就逐漸減少到時間 t_2 為 0 。以後電流方向相反逐漸增加，到時間 t_3 為負最大值；以後又逐漸減小到時間 t_4 電流強度為 0 。以後電流方向又改變為正，電流強度逐漸增加，到 t_5， 回到原來的正最大值 1 。以後電流強度就按照這個規律週期地變化。這樣的電流，就叫做振盪電流。

最常見的振盪電流是交流電（ *A.C.* ）。

【振盪電偶極輻射】（ Oscillatory electric dipole radiation ）

當電荷之運動能以一電偶極（ *electric dipole* ）作整體之描述且電偶極之時變偶極矩遵循 $P = P_0 \sin\omega t$ 之定律時，就產生一振盪電偶極，例如，當電子之正常運動受到擾動或廣播站之線型天線中有振盪電流時，原子中之一電子即可能為此種情況。當電偶極矩不變時，只產生電場，但當電偶極矩振盪時，電場亦作振盪，因而電場隨時間而改變，此意即亦有一磁場存在，如安培、馬克士威定律（ *Ampere-Maxwell*

law)所陳述者。此亦可由下述之事實得知，即一振盪電偶極相當於一線型振盪電流，且在一電流之周圍總會產生一磁場。

對一振盪電偶極而言，馬克士威方程式之解乃為一相當困難之數學問題，以致於無法在此表出，但可用我們的物理直覺來決定其主要特徵。距電偶極甚近之點，因電磁波傳播之有限速度所造成之遲延效應可以略計，因其距離 r 甚小，該電場與一靜電偶極所產生者類似；但在距離大的地方，由於波傳播之速度有限，使場中產生一變化，由波方程式之解顯示電場及磁場之方位如圖 10—56所示，因此$\vec{E}$及$\vec{B}$互相垂直，注意向量$\vec{E}\times\vec{B}$之方向係沿徑向外，此即為能量流及動量流之方向。

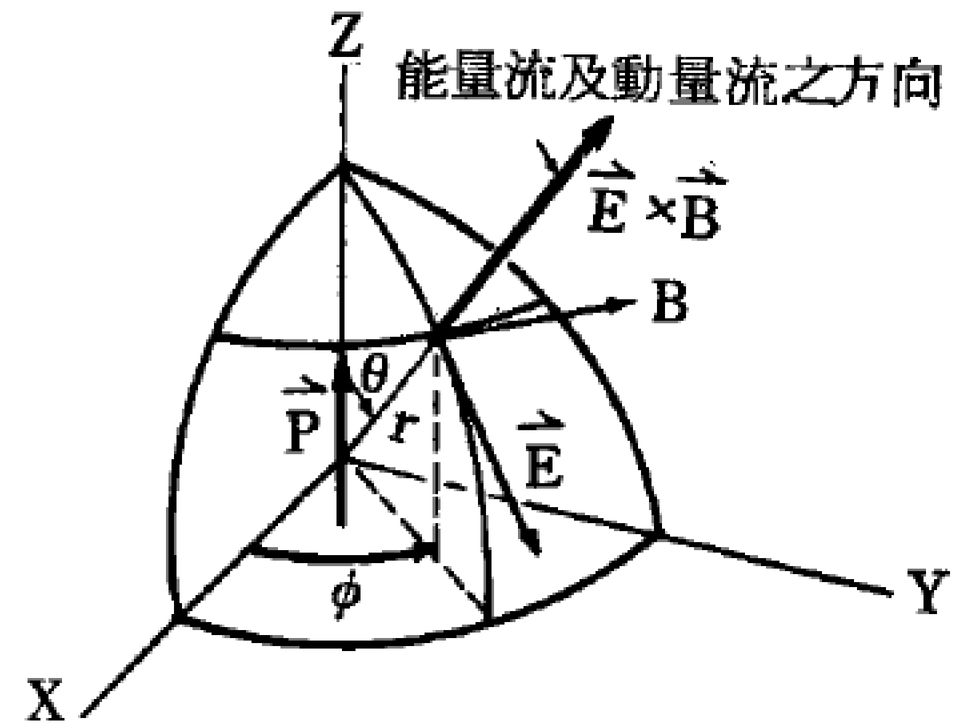


圖 10—56
一平行於 Z 軸之電偶極
振盪產生之電場及磁場

$\vec{E}$場及$\vec{B}$場之振幅視$\vec{r}$與偶極軸所夾之角 θ 而定，沿 Z 軸之點，$\vec{E}$及$\vec{B}$均為零，此意即沿振盪方向一振盪電偶極之電磁波強度為零，反之，在 XY 面上之點，$\vec{E}$及$\vec{B}$之振幅最大。因此，一振盪電偶極之電磁波的最大強度是在赤道平面內。無論如何，波為線性地極化的，其中電場是在子午面內振盪，而磁場則是平行於 XY 面地

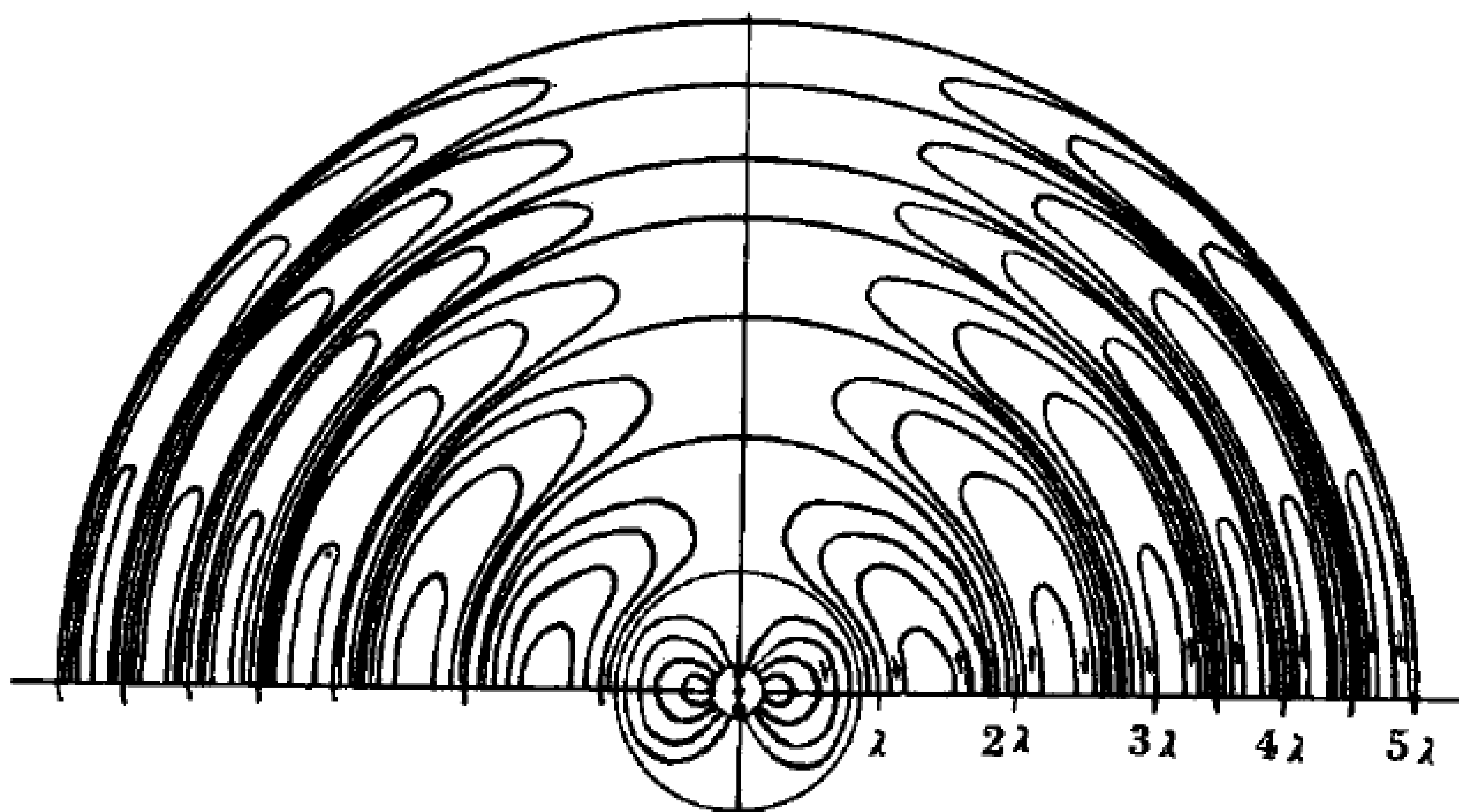


圖 10—57　一振盪電偶極產生之電場線

在振盪。圖10—57所示爲在一子午面之電力線，每一圈相當於一完整振盪，磁力線爲平行於XY面之圓，其圓心在Z軸上。

能量及動量沿徑向流離電偶極，因此爲維持電偶極繼續振盪，必須對其供應能量，單位時間所輻射之能量在赤道面最大，而沿振盪電偶極之軸者爲零。一電偶極之電磁輻射強度I之角因變（*angular dependence*），如圖10—58所示。

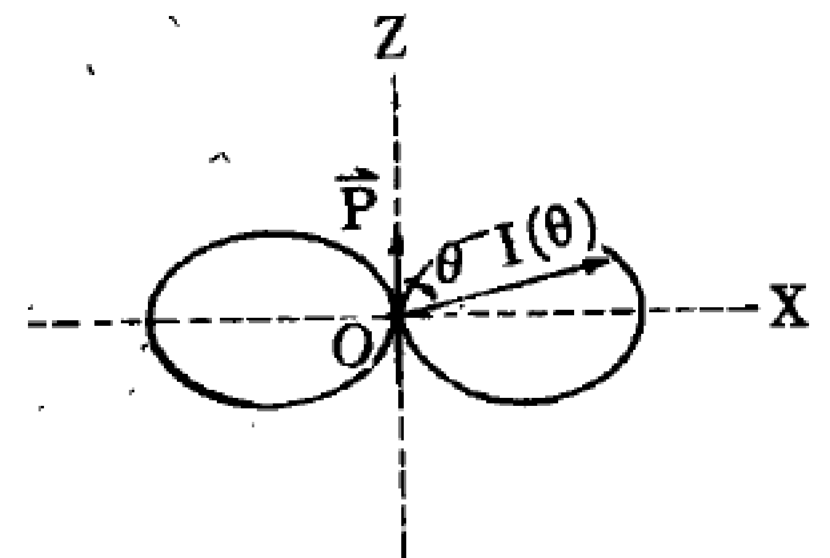


圖10—58
一振盪電偶極產生之電磁輻射強度I。之角因變。

電偶極在單位時間輻射之平均能量可寫爲

$$\frac{dQ}{dt}=\frac{P_0{}^2\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3} \qquad (1)$$

若電荷之位移爲$z=z_0\sin\omega t$，而q爲電荷，則其電偶極矩爲

$$P=qz=qz_0\sin\omega t$$

故$P_0=qz_0$，在很多情況其爲一核中或一原子中振盪之一質子或一電子，所以q等於基本電荷$\pm e$，則（1）式變爲

$$\frac{dQ}{dt}=\frac{e^2z_0{}^2\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^3}$$

若爲原子中之一電子，z_0之數量級爲原子尺寸的大小，或約爲10^{-10}米，代入原子電偶極輻射之其他常數值，則可得

$$\frac{dQ}{dt}\sim 10^{-74}\omega^4 \text{ 瓦特}$$

在視覺範圍內，ω之數量級爲10^{14}赫茲（Hz），此意即

$$\frac{dQ}{dt}\sim 10^{-18} \text{ 瓦特} \quad \text{或} \quad 10 \text{ 電子伏特秒}^{-1}$$

以工程標準而論，此爲一小數量，但從原子觀點而言，此量可觀。

【振盪墊整電容器】（Oscillator padder）

超外差機中與振盪器之儲能電路串接的可變電容器。

【振盪線圈】(Oscillator coil)

1. 電子管振盪電路的線圈。

2. 超外差機振盪電路的射頻變壓器。

【振盪磁偶極輻射】(Oscillatory magnetic dipole radiation)

電磁波之另一重要來源為一振盪磁偶極。定義一磁偶極為一小電流迴路，其磁矩為

$$\vec{M} = I\vec{A}$$

式中 I 為電流，$\vec{A}$ 為迴路之面積，假設迴路在 XY 面上，其中心在原點(圖10—59)，若電流振盪，則其可寫為

$$I = I_0 \sin\omega t$$

其磁偶極矩為

$$M = M_0 \sin\omega t$$

式中 $M_0 = I_0 A$，一靜磁偶極只產生一不變磁場，但當磁偶極振盪時，空間任一點之磁場亦隨之振盪或隨時而變，此意即亦有一電場存在，此乃根據法拉第、亨利定律(*Faraday-Henry s law*)者。

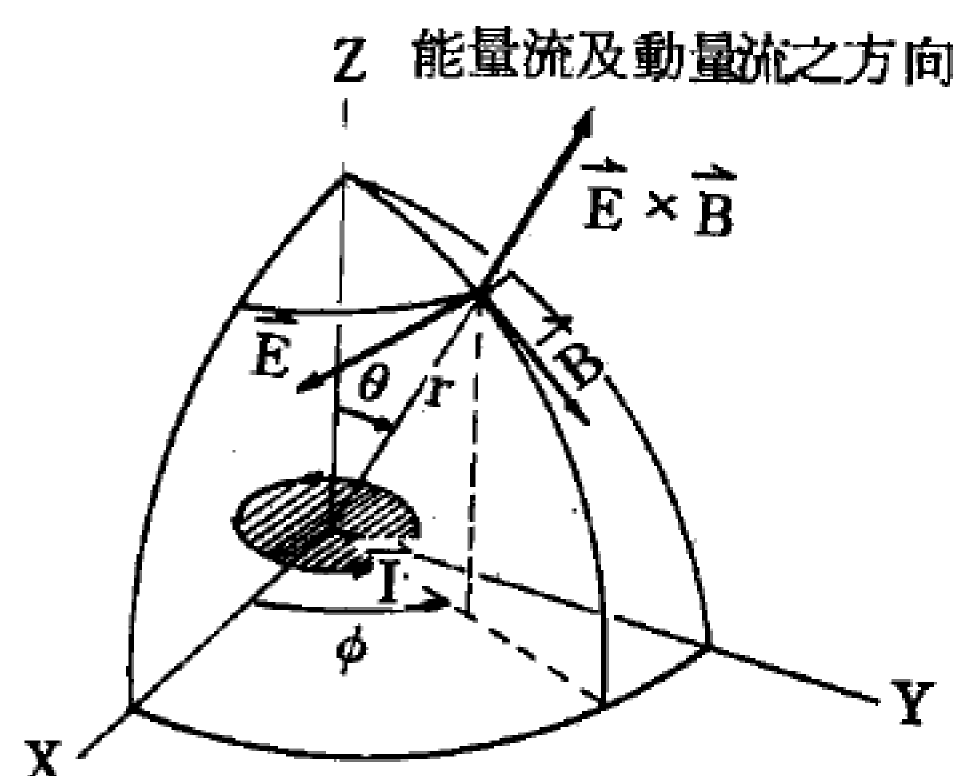


圖 10—59
一磁偶極在XY面上振盪所產生之電場及磁場

在一磁偶極輻射場中，電場及磁場所扮演之角色，恰與在電偶極中者相反，此即，距磁偶極很遠處，磁場在子午面上，而電場在一橫的方向，故電力線為平行於 XY 面繞 Z 軸之同心圓，換言之，其偏振面對電偶極波轉 $90°$，藉此可區分電偶極輻射與磁偶極輻射。

一振盪磁偶極之 $\vec{E}$ 場及 $\vec{B}$ 場之相對方位如圖 10—59所示，而向量 $\vec{E} \times \vec{B}$ 仍為徑向，此為能量流及動量流之方向，振盪磁偶極每單位時間所輻射之平均能量為

$$\frac{dQ}{dt}=\frac{M_0{}^2\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^5}$$

若爲一原子中之一電子，則

$$|\overrightarrow{M}_0|=(e/2m_e)L$$

式中L爲電子之軌道角動量，故

$$\frac{dQ}{dt}=\frac{(e/2m_e)^2L^2\omega^4}{12\pi\epsilon_0 c^5}$$

數量$e/2m_e$爲1.759×10^{11}庫倫仟克$^{-1}$， 而角動量L之數量級爲

$$\hbar=10^{-34}\text{ 焦耳秒}^{-1}$$

故 $$\frac{dQ}{dt}\approx10^{-60}\omega^4\text{ 瓦特}$$

將此值與一電偶極之對應結果作比較時，則可推論原子（分子亦如此）之磁偶極輻射強度與電偶極輻射強度之比爲數量級10^{-6}，此表示對相同之頻率而言，來自原子之磁偶極輻射比之電偶極輻射可以略計，而只當因某些原因沒有電偶極輻射時才必須計及，但在核中，磁偶極輻射較在原子及分子中要強些。

電偶極輻射及磁偶極輻射爲產生電磁波之最有效方法之二，因而形成最重要之機構，藉此原子、分子及核發射（及吸收）電磁輻射。

【振盪器】（Oscillator）

在習慣上，我們常把那些產生高頻率電壓的裝置稱爲振盪器。它們是由電子管、電源設備、調諧電路、回輸電路，並利用直流電能，產生往復急速變動電子流的裝置。

1887年，赫茲（*Heinrich Hertz*）設計出第一具無線電發射機（*radio transmitter*），他利用諧振電路的火花，產生急速的電子振盪，以造成無線電波。此後，又有較高輸出功率之庖耳生（*Boulson*）電弧振盪器的出現，再有菲生登（*Fessenden*）及亞力安德生（*Alex-*

anderson ）所設計的高頻率電波產生器等。雖然，以上所談的幾種振盪器，效率都相當高，但雜波很大，頻率的穩定性也差，往往同時產生幾個不同的輻射頻率電波。

自從1907年，佛瑞斯特（ *Lee De Forest* ）發明三極管（*triode*）後，才能發展出現在所用的高輸出功率、頻率穩定性極佳、低雜波及非常容易選擇輻射頻率的振盪器。

振盪器能使電源供給的直流電能變成一定頻率的交流電能，然後從電子管的屏路或柵路輸出；實際上振盪器是直流交流的換流器。例如用以檢查聲頻放大器（ *audio frequency amplifier*）的聲頻信號發生器，即一架赫茲聲頻振盪器（ *audio oscillator* ）。用以檢查射頻放大器（ *radio frequency amplifier*）的射頻信號發生器，即是射頻振盪器（ *radio frequency oscillator* ）。這二種振盪器均可供給試驗信號，使你能檢查和修理放大器。普通的發射機實際上便是一具振盪器，再加上高功率射頻放大器把信號放大，然後用天線把它輻射至遙遠的距離。

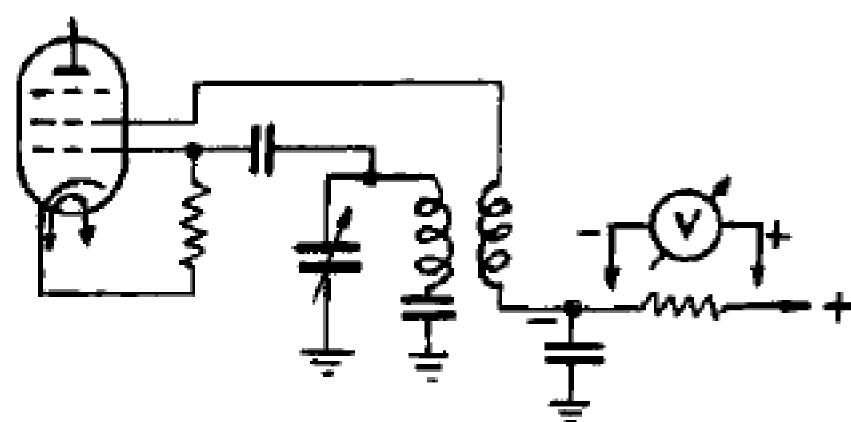
振盪器用途非常廣泛，不僅用在放射機和接收機上，甚至在雷達、聲納、魚雷以及導引飛彈都有這種裝置。

檢查振盪器在一個波段中的任何點是否起振盪，通常可採用下述簡單方法。

1. 在屏壓電源與振盪器的屏極負荷之間串一毫安表，由它可以指出屏流的大小。然後將振盪器的柵極線圈短路，如果屏流的數值仍然沒有變化，那就說明振盪管沒起振盪。如果振盪管正常工作，那麼當振盪器的柵極線圈短時屏流將起變化。這個變化可能是增加，也可能是減小，這要看所選擇的振盪器線路而定。

2. 用電壓表檢查時振盪器的工作，我們首先使電壓表與本機振盪器電路中的電阻並聯，如圖10—60所示。假若將本機振盪器廻路的可

變電容器動片定片短路時，電表的讀數應較電容器不短路時增加，那就說明振盪器是在工作。此電壓表應當具有每伏 1,000 歐左右的內阻，量程約爲 100 伏。


圖 10 — 60

3. 假若本機振盪器是按照柵極電路中帶有電阻的線路作成的，其工作與否（確定有無振盪，在調諧時頻率的穩定性等等）可以用電子管 6$E5C$ 進行。爲此需要把電源接到 6$E5C$ 管上，並且通過電阻 R_1，將其柵極與本機振盪管的柵極相聯（如圖 10 — 61）。當有振盪時振盪管的柵極電流會在其柵極上引起負電壓。在這個電壓的作用下，電子管 6$E5C$ 的扇形暗影將消失。爲了判別起見，可以指出，當電子管 6$A8$ 的三極管部分是正常工作時，可見光學調諧指示器的暗扇形，在收音機所有波段範圍內調諧時應當是不出現的。

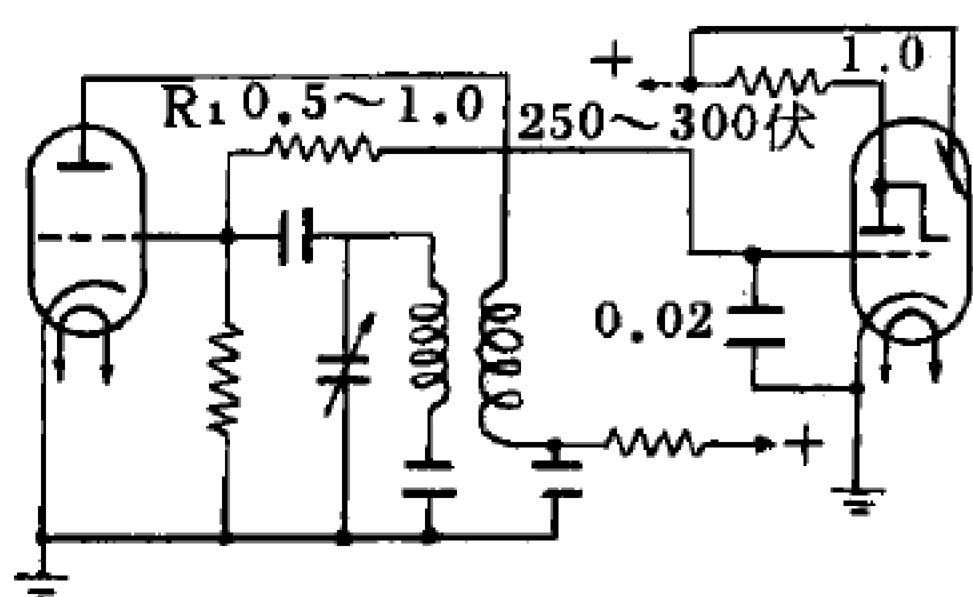


圖 10 — 61

【振盪器之阻抗】(Impedance of oscillator)

在解釋阻滯振盪器 (*damped oscillator*) 的強迫振盪方面，應用轉動向量的技術是非常有用的。

由下式

$$ma + \lambda v + kx = F_0 \cos \omega_f t \qquad (1)$$

之關係，我們可將下表各量用轉動向量來表示：

量之名稱	表　　示　　法	振　幅	相對於F_0之相
力	$F = F_0 \cos\omega_f t$	F_0	0
位　移	$x = A\sin(\omega_f t - \alpha)$	A	$-\frac{1}{2}\pi - \alpha$

速　度	$v=\omega_f A\cos(\omega_f t-\alpha)$	$\omega_f A$	$-\alpha$
加速度	$a=-\omega_f^2 A\sin(\omega_f t-\alpha)$	$\omega_f^2 A$	$+\frac{1}{2}\pi-\alpha$

我們可以用長度爲F_0與X軸夾角爲$\omega_f t$ 之轉動向量（圖10—62）來表示作用力；於是很明顯，從上面的表中，速度可以用長度爲$\omega_f A$ 落後F_0 一個角度α之轉動向量來表示（若α爲負值，則實際上是v_0超前F_0）。參考圖10—62，我們可以用長度爲A落後速度一個角度$\frac{1}{2}\pi$的轉動向量來表示位移；同理，可用長度爲$\omega^2{}_f A$ 超前速度一個角度$\frac{1}{2}\pi$之轉動向量來表示加速度。這些向量如圖10—62所示。

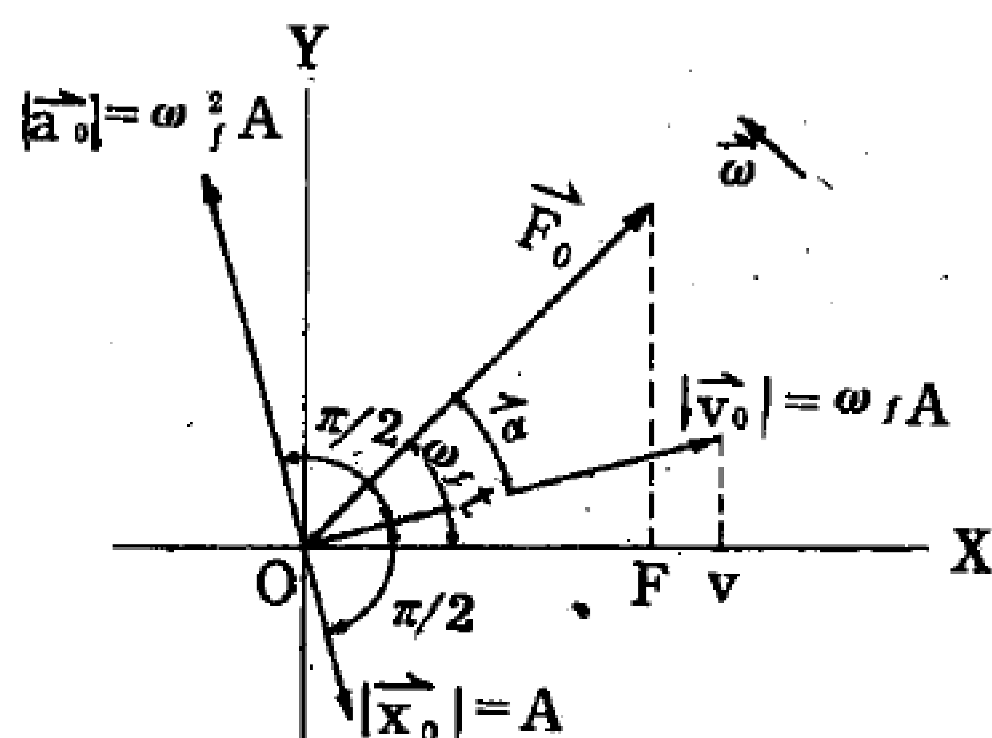


圖10—62
在強迫振盪器中力與位移、速度及加速度之轉動向量之關係

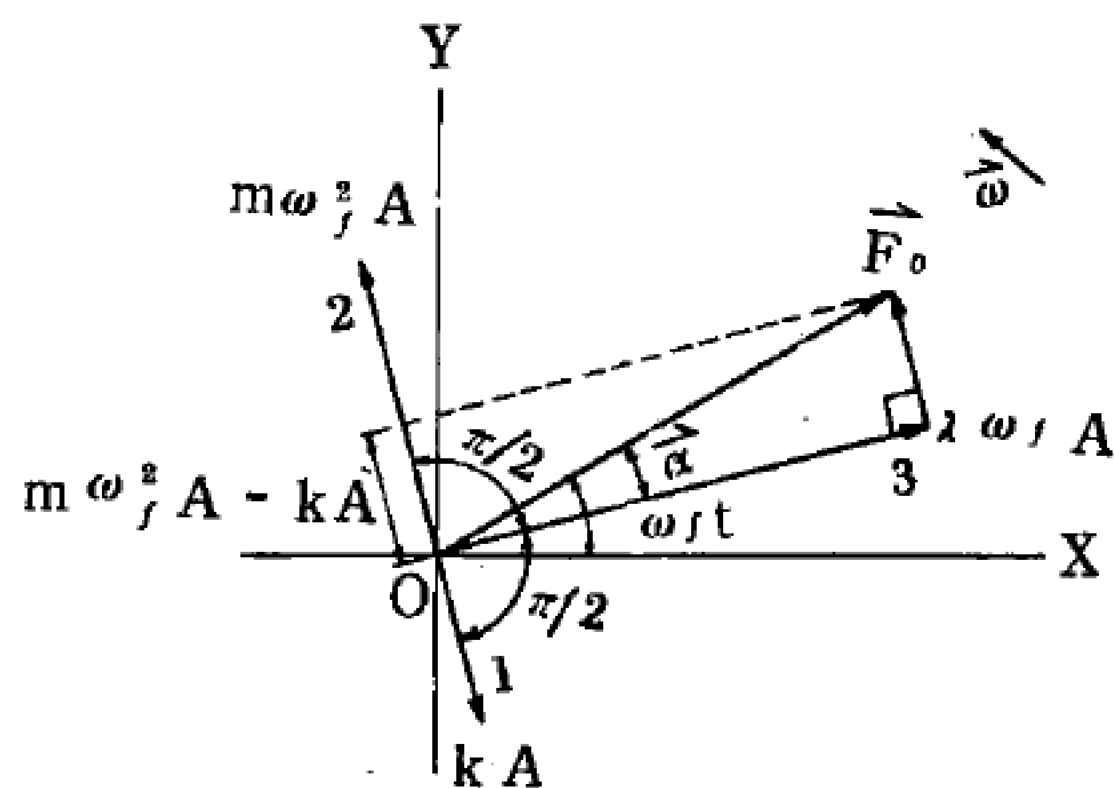


圖10—63
在(1)式中出現的轉動向量之合成

（1）式表示，對應於方程式左邊各量（即ma、λv及kx）之三個轉動向量之和必須等於右邊的向量。所有這些向量表示於圖10—63之中，此圖與圖10—62是相同的，只是根據（1）式而加大了一個適當的倍數。

向量1與向量2方向相反，而與向量3垂直。向量1與向量2之合向量爲　　$m\omega_f^2 A-kA$

此向量與長度爲$\lambda\omega_f A$之向量3連結，得

$$F_0=\sqrt{(m\omega^2{}_f A-kA)^2+(\lambda\omega_f A)^2}$$

此式可以寫成另一形式

$$F_0 = \omega_f A\sqrt{(m\omega_f - k/\omega_f)^2 + \lambda^2}$$

於是速度之振幅爲

$$v_0 = \omega_f A = \frac{F_0}{\sqrt{(m\omega_f - k/\omega_f)^2 + \lambda^2}} \qquad (2)$$

（2）式分母中之量稱爲振子之阻抗（*impedance*），而用符號Z表示，即 $Z = \sqrt{(m\omega_f - k/\omega_f)^2 + \lambda^2}$

這使我們寫成

$$v_0 = \frac{F_0}{Z} \quad 或 \quad Z = \frac{F_0}{v_0}$$

故振子之阻抗等於作用力之振幅與振盪器速度之比。同理，振子之振抗（*reactance*）X與振阻（*resistance*）R之定義各爲

$$X = m\omega_f - k/\omega_f \qquad R = \lambda$$

所以得 $Z = \sqrt{X^2 + R^2}$

從圖10—64我們可以看出

$$\tan\alpha = \frac{m\omega_f - k/\omega_f}{\lambda} = \frac{X}{R}$$

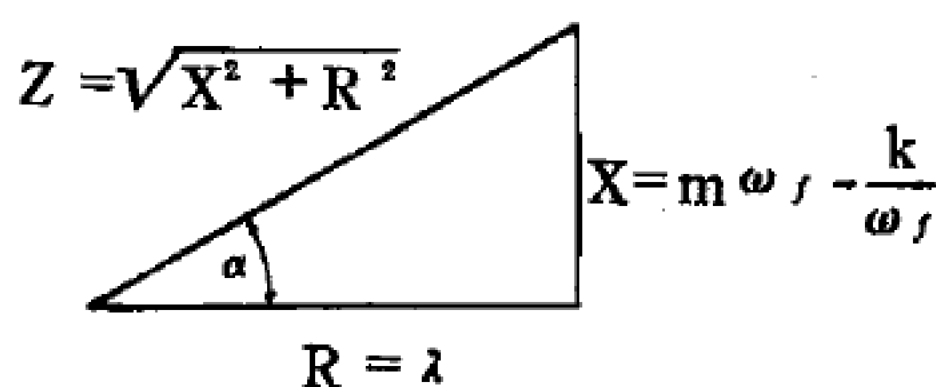


圖10—64
在強迫振盪中，阻抗振阻與振抗之關係。

從圖中，我們可以看出，當Z之值最小時，v_0之值最大，因而振盪器之動能也最大。因爲λ爲常數，故當

$$X = m\omega_f - k/\omega_f = 0$$

或 $\omega_f = \sqrt{k/m} = \omega_0$

時，Z有最小値。另外，當此條件完全滿足時

$$\tan\alpha = 0 \quad 或 \quad \alpha = 0$$

故在能量共振點，像前面所說明的一樣，力與速度同相。

作用力轉移於振盪器之功率爲

$$P=\frac{F_0^2}{Z}(\cos^2\omega_f t\cos\alpha-\cos\omega_f t\sin\omega_f t\sin\alpha)$$

我們較爲重視於平均功率P_{ave}，因爲這是我們要計算的在一定時間內被振盪器所吸收之能量。因爲

$$(\cos^2\omega_f t)_{ave}=\frac{1}{2}$$

$$(\cos\omega_f t\sin\omega_f t)_{ave}=0$$

故結果

$$P_{ave}=\frac{F_0^2}{2Z}\cos\alpha$$

$$=\frac{1}{2}F_0 v_0\cos\alpha$$

$$=F_0^2R/2Z^2=\frac{1}{2}Rv_0^2$$

此一結果證明當v_0之值爲極大時，因爲R爲定值，所轉移之能量也爲極大。在能量共振點時，$\alpha=0$，$Z=R$，結果

$$\overline{P}_{res}=(P_{ave})_{res}$$

$P/\overline{P}_{res}$共振與ω_f之關係如圖10—65所示。

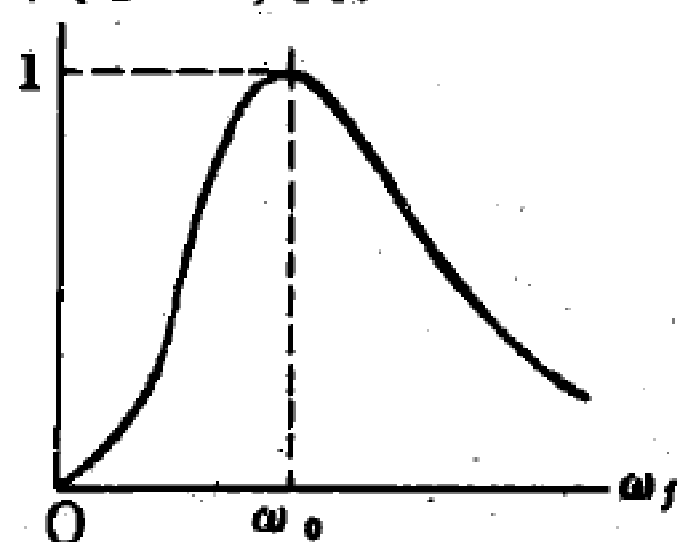


圖 10－65

P_{ave}與$(P_{ave})_{res}$之關係

【振盪器之諧波失眞】(Oscillator harmonic interference)

超外差機失眞來源之一，此項失眞成分來自本機振盪器的諧波與輸入信號彼此交互作用所造成。

【振盪頻率】(Oscillating frequency)

每秒鐘內所進行振盪的次數。振盪頻率f是振盪週期T的倒數，即$f=\frac{1}{T}$。振盪頻率用赫茲 (Hz) 記錄之。

【振盪點】(Oscillation point)

自激振盪（*self oscillation*）是依賴自己本身的激勵電力而產生振盪的。當從屏路回輸於柵路的電力超過柵路上所消耗時，立即產生振盪。

【振體強度】（Oscillator strength）

振體強度f可藉愛因斯坦的躍遷機率係數A_r^n定義之，即

$$f_{nr}=\frac{mc^3}{8\pi^2\epsilon_0{}^2}\,\frac{2j_n+1}{2j_r+1}\,A_r^n$$

式中j_n、j_r是第n、r能階的角動量量子數，m是電子的質量，ϵ_0是自由空間的電容率，c是光速。振體強度f_{nr}通常爲一無單位之數，表示電子在n、r兩能階間躍遷的光譜線強度。原子中各譜線振體強度之總和等於電子總數，此稱爲庫罕、托馬士（*Kuhn-Thomas*）總和規則。

【效率】（Efficiency）

某種儀器或機器的效率指的是該儀器所給出的能量與加到該儀器的能量之比值。儀器本身所耗損的能量越小，將輸入能量送出去的部分就可能越大，儀器的效率也就越高。通常以百分率（*percentage*）表之。

【旁帶頻率】（Side frequency）

在已調振盪中，與載頻併列存在的振盪頻率。旁帶頻率與載頻的差值等於調制頻率或調制頻率的倍數。在簡單的調制（調幅或調頻）中，旁帶頻率對稱地分佈於載頻的兩邊。

【旁路】（Side circuit；By-pass）

指主路的支路，爲不需要頻率電流作捷徑的電路。

【旁路電容器】（By-pass capacitor）

與聽筒並聯的小固定電容器稱爲旁路電容器，其作用爲給射頻或聲頻－低阻抗的分路，令高頻率之電流自其中通過，使聽筒聲音清晰。

【旁熱式陰極】(Indirectly heated cathode)

不是直接發熱，而是間接發熱的陰極。其原理爲將燈絲的發熱和發射兩作用分開，在絲極的外面套一金屬管，稱爲陰極，燈絲熱了即傳到陰極，陰極發熱後即放射電子。若燈絲用交流，雖然交流電壓與電流有變更，但對陰極的放射量卻無影響。

【旁熱式電子管】(Heater cathode tube)

其陰極不是直接加熱，而是利用專門給熱燈絲來加熱的電子管。在燈絲外面罩以金屬管，上面塗有鋇鍶氧化物的激活層 (*active layer*)，這一層能在較低的溫度下放射電子，因而也就構成了陰極。

【旁頻帶】(Side band)

在數學上，已調制波 (*modulated wave*) 可寫成

$$S = (1 + b\cos\omega_m t)\cos\omega_c t \qquad (1)$$

ω_c 表示載波 (*carrier wave*) 的頻率，ω_m 是聲音振動的頻率。若我們再用餘弦函數的定理，或者用 $e^{i\theta}$ 的運算，最後取實數部分，則二者沒有區別，其結果是一樣的。不過用 $e^{i\theta}$ 運算較簡易。(1) 式展開

$$S = \cos\omega_c t + \frac{1}{2}b\cos(\omega_c+\omega_m)t + \frac{1}{2}b\cos(\omega_c-\omega_m)t$$

因此，從另一個觀點來看，我們可說整個裝置發出去的波是三個波相加重疊而成。第一個是規則的波，頻率 ω_c，即載波的頻率。其他兩個新的波，頻率也是新的，一個是載波的頻率加上調制頻率 (即聲波的頻率)，另一個則是載波的頻率減去調制頻率。因此，如果我們將發射機發射出的強度表成一個頻率的函數，然後作此函數的圖形。我們會發現，在載波的

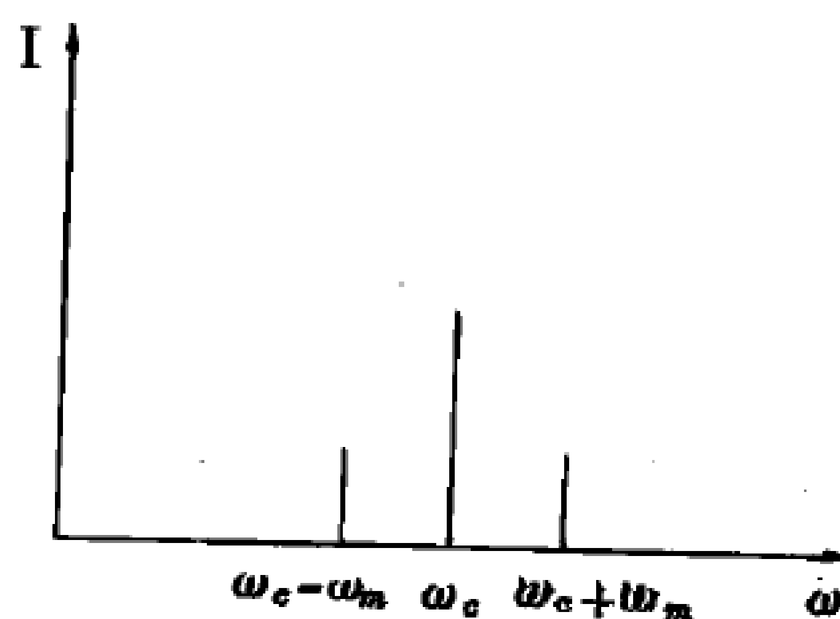


圖 10 — 66

頻率爲 ω_c 的載波，受到一個頻率爲 ω_m 的餘弦函數的波之調制，其頻率譜如圖。

頻率處，強度很大，這是很自然的。可是當一個歌手對著麥克風開始唱歌時，我們會突然地看到頻率為$\omega_c - \omega_m$處亦有波，其強度與b^2成正比，如圖 10 — 66，這兩處即叫做旁頻帶。每一個發射機發出已調制的信號時，就會有旁頻帶。如果同時產生不止一個音符，譬如兩個樂器一起演奏，其頻率分別為ω_m、ω_m'；或者另外有任何一個複雜的餘弦波同時產生，則從數學式中可看出，我們另外還得到兩個頻率分別為$\omega_c + \omega_m'$和$\omega_c - \omega_m'$的波。

因此，每當有一個複雜的調制，可以將其以許多餘弦函數的和表示時，事實上發射機所發射的是一個區間內的頻率，即其發射之頻率隨時在變，但不超過某個範圍，這個區間即載波的頻率加或減調制信號所具有頻率的最大值。

【旁壓力】(Lateral pressure)

作用於一個容器側壁上的壓力，即是所謂旁壓力。這一種壓力，是用每平方厘米仟克（ kg/cm^2 ）來表示。這種壓力的計算法，並無任何困難之處。我們知道，液體壓力只與液面下的深度有關，而與被壓面的傾斜度無關。如圖 10 — 67在水深 90 cm處，其壓力為 90 / 1,000 = 0.09 kg/cm^2，在水深 30 cm處，則只有 0.03 kg/cm^2。在所有情況之下，此壓力之作用方向，均與側壁相垂直。正如所有別種壓力一樣，旁壓力的增加，是與深度成正比，這就是說，深度加倍，壓力也加倍，在三倍深度處，壓力也成為三倍等等。又如圖 10 — 68容器中噴水的射程，係隨噴水孔深度的增加而增加。

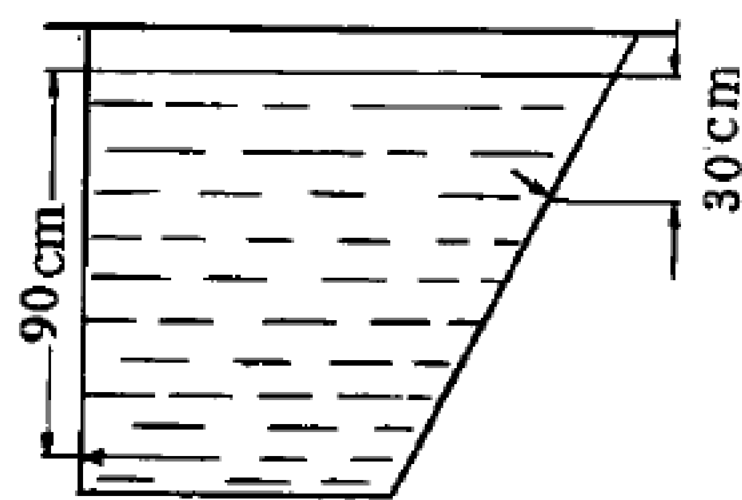
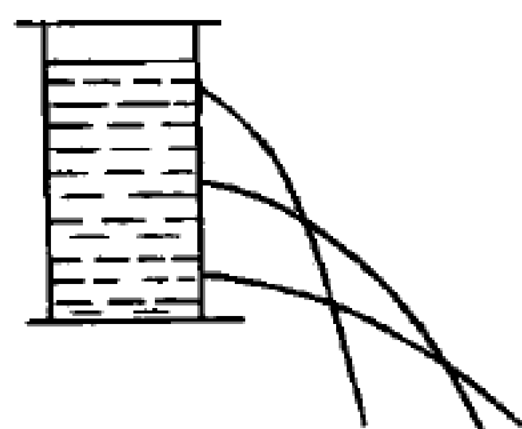


圖 10 — 67
旁壓力係與容器壁面垂直，並隨水之深度而增加。


圖 10 — 68

旁壓力係與容器之容積完全無關。如果水壓深度相同，則在一個小玻璃杯內的旁壓力，是與一個

大湖內作用於岸壁的旁壓相等。

如果要算出作用於側壁的總壓力，則我們所面臨的抉擇，就是究竟應該採取那一種壓力才對，因爲作用於側壁上的各種不同的壓力，是由於各種不同的水壓深度而發生。根據理論上的指示，在此種情況下，我們可以採取一種相當於平均水壓深度的壓力。這種平均水壓深度，是等於被壓側壁的所謂重心，與液體表面間的距離。以一個矩形側壁而論，其重心乃位於對角線的交叉點（圖 10—69）；以一個圓面積而論，其重心乃位於圓心。

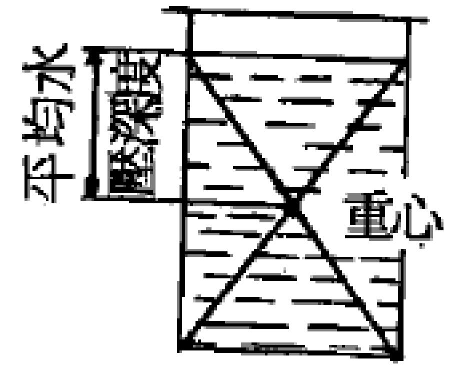
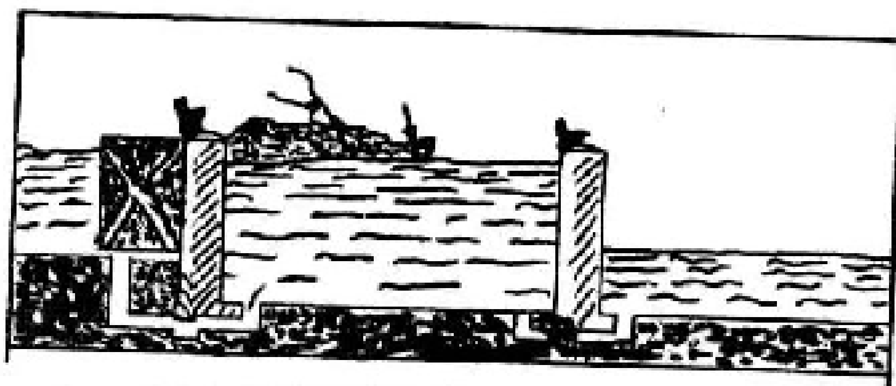
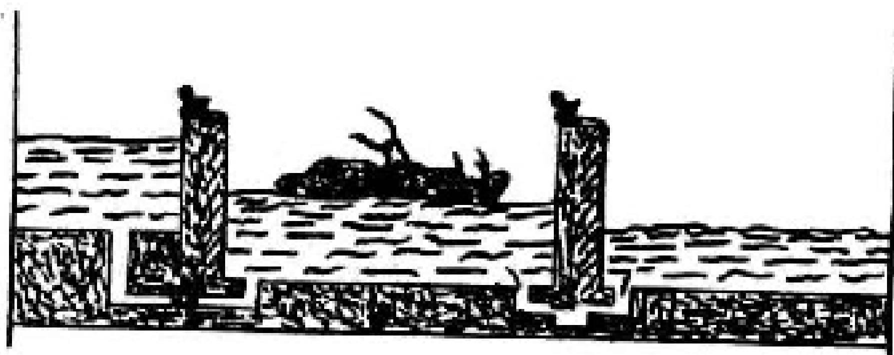


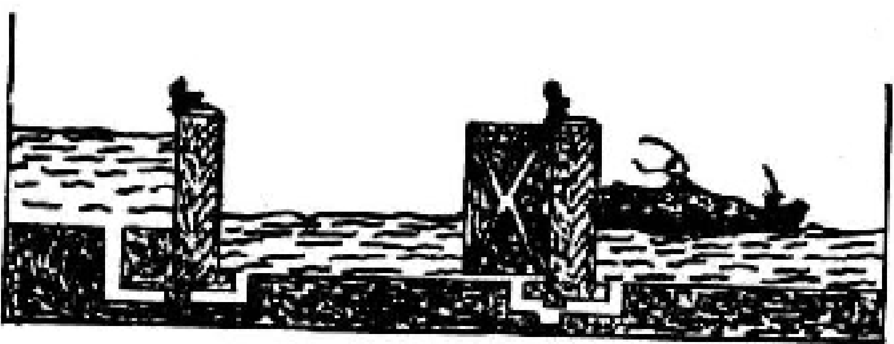
圖 10—69
矩形器壁的重心
及平均水壓深度



(a) 下流閘門關閉，水閘室內充滿水量，上流閘門開啓，船隻駛入



(b) 上流閘門關閉，水閘室內放水



(c) 下流閘門開啓，船隻繼續航行

圖 10—70　水閘室

旁壓力，對於一個水閘的閘門，有極大的關係（圖 10—70）。我們假設一個矩形閘門的大小爲 8 × 4 米，其平均水壓深度爲 2 米，則其全部旁壓力即爲 800 × 400 × 0.2 = 64,000仟克。爲了更進一步說明旁壓力對於其他事物的影響，我們可以擧出蓄水壩的堰口爲例。堰牆本身的底部要比頂部寬厚，這是因爲作用於堰牆的旁壓力乃係隨深度的增加而變大（圖 10—71）。

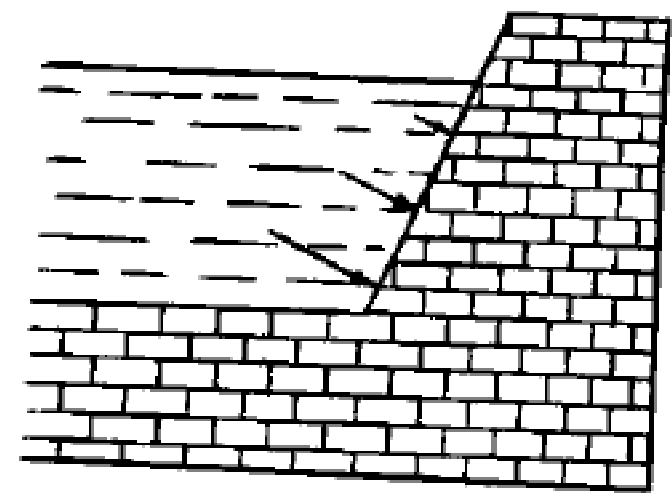


圖 10—71　堰牆之橫切面

【時】（ Time ）

由天體繞地之視動而量度兩特定事件間之持續時間或時期者爲時。地球之自轉則爲母鐘（ *master clock* ）。因此，由地球或天體所發生者均可據此而計量之。

時的天然單位爲日（*day*），是天體兩次通過同一子午圈（*meridian*）所經歷的時間。一日的1/24，叫做一小時（*hour*），一小時的1/60，叫做分（*minute*），一分的1/60，叫做秒（*second*）。這些單位可因需要而用，非常便利。

用於測量和記錄時間之種類有數種：

1. 恆星時（*sidereal time*）——以恆星爲基本。恆星午（*sidereal noon*）爲春分點通過子午圈之時間，其計算由正午至次日正午。恆星時供天文家觀測用，而以某恆星之東升或中天爲定時標準。每年九月二十一日恆星時與標準時相合。過此日以後兩者每天差四分鐘，一年差一日。在一般使用上恆星時並不方便。

2. 視太陽時（*apparent solar time*）——由日晷（*corona*）所指示之時間。日始於半夜。正午係太陽通過觀測者在地球上子午圈之時間。太陽並非一個良好之制時器，其運動時快時慢，有時竟相差達半日；此起因於地軌爲橢圓並與黃道面傾斜，故距日不等而運動速率亦因而不同。地球上凡經度不同之地區，太陽時亦不同。例如紐約（*New York*）時間較波士頓（*Boston*）早數分鐘而較費城（*Philadephia*）時間遲數分鐘。在運輸業上因求時間單純，故仍使用此種時式。

3. 視時（*apparent time*）——由眞太陽之視動而計量之時間，等於眞太陽之時角加12 小時。如兩數之和超過24小時，則應除去24時，餘數即爲視時。

4. 平均太陽時（*mean solar time*）或民用時（*civil time*）——平均太陽時，全年內任何一日其時間均等長，爲一切日常時間量度之基本。此種時制係依一個假設太陽每日沿赤道作等速之東行運動，此太陽爲平均太陽（平太陽*mean sun*），故稱爲平均太陽時。平太均陽時由半夜起計，分爲兩個12小時。

5. 標準時（*standard time*）——1884年國際人士集會於華盛

頓，研討建立標準時之計劃。決定將全球地表面分爲 24 帶，每帶跨度爲經度 15 度，即每一帶內以太陽接近子午圈爲準而標定時間，每一相隣之時帶（區）之時差爲一小時，時帶之分劃線並非直線，故寬度亦不固定。例如美國分爲四個時帶分別稱爲東方時間、中央時間、山地時間及太平洋時間。其地方時分別以格林威治（*Greenwich*）以西 75 度、90 度、105 度之子午圈爲準，故各時帶與格林威治時間相差（慢）5、6、7和 8 小時。

6. 世界時（*universal time*）——經國際認可之英國倫敦附近格林威治天文臺子午圈之地方時。

【時角】（Hour angle）

經過天球南北極的大圓，稱爲時圈（*hour circle*），子午圈（*meridian*）亦時圈之一。過某星體的時圈與子午圈間赤道弧距，稱爲某星的時角。時角自子午圈起沿赤道西量，每 15 度爲一時，赤道一週爲 24 時。

【時空之連續】（Space-time continuous）

雖然現在一般均相信空間逐漸膨脹的觀念是正確的，但在宇宙學（*Cosmology*）上引起了一個極度微妙的問題。舉例來說，當天文學家向外凝視星空的時候，在時間上他是在向後倒退的。距離遙遠而光芒暗淡的若干島宇宙（*island universes*），當它們那古老的光線飄游到我們視界中來的時候，已經經歷了地球時間的二十萬萬年，所以事實上它們已經不是眞正地存在於我們目前所看見的位置。我們賴以辨識其視像的這一股光線，當其旅程開始時，我們地球上的生物還剛在原始的海洋中蠢然欲動。當這光線終於到達我們這裏的時候，那島宇宙本身已經又向後倒退了十三萬萬餘光年的距離。因此，在任何一種關於宇宙的觀念上，時間與空間已經變成爲不可分割了，宇宙學家們因此常談及所謂時空之連續，即要描述一個島宇宙的位置，我們不但應該決定空間的三個向

度，而且還要決定另一個向度，那就是時間。就這一意義而言，宇宙是四向度的，第四向度就是時間。

爲了這一緣故，宇宙學家不能夠像我們想到此時此地的紐約城或此時此地的地球一樣，來想到此時此地的宇宙。天空中每一個物件都有著兩個位置：(1)我們所看到的位置(2)它目前實際存在的位置。即就離地球最近的恆星，半人馬座的α星（*Alpha-α Centauri*）而言，我們也不能說，我們在此時看見它，因它的光線在到達我們的眼球以前，已經經過了四年多的時間。我們實際所看到的只是四年前曾經閃耀過的這星球的幽靈。至於它現在是否還在繼續發光，我們無法獲悉，只好等到四年後才能知道。然而，就向外飛奔的那些島宇宙而言，情形就更爲複雜，不但是因爲距離非常遙遠，更因爲島宇宙的速率高得令人難於置信。

【時空坐標】（**Space-time coordinate**）

詳閱“四維歐幾里得空間（*Four dimensional Euclidean space*）”條。

【時性向量】（**Time-like vector**）

詳閱“光錐（*Light cone*）”條。

【時計】（**Timer**）

計時的儀器。

參閱“記時器（*Chronograph*）”條。

【時差】（**Equation of time**）

平均太陽（*mean sun*）與眞太陽間時角的差，稱爲時差。兩時的關係如下：

時差＝視太陽時－平太陽時

時差爲正時，眞太陽在平均太陽前；爲負時，眞太陽在平均太陽後。一年當中，時差有四次爲零：在四月十五日、六月十四日、九月一日和十二月二十五日。時差爲零時，眞太陽與平均太陽同在一時圈（*hour*

circle) 上。時差最大者，是十一月二日，爲正 16 分 21秒；其次是二月十一日，爲負 14 分 25秒。

【時效硬化】(Age hardening)

對金屬加以熱處理使其增高硬度的方法，也叫做析出硬化 (*precipitation hardening*)， 此種加硬只能在某些合金才能得到。方法是將合金加熱到熔解點以上，使其結構進入一固熔體，並保持一段足夠的時間，使合金均勻和諧，然後將之迅速冷卻至室溫，則合金成一不穩定之過飽合狀態，則多餘之分子，在相當時間後便自固體中析出，形成顆粒邊界，以致滑動面形成一種鎖住作用，會阻止晶面間之滑動，硬度因此就提高了。

【時圈】(Hour circle)

通過天球南北兩極和某一天體 (*S*) 的大圈。

【時區標準時】(Regional standard time)

經度每差 15°，即差 1 個平均太陽時。因此，以經度相差 15°寬的地區，定一個標準時刻，在這一地區內各地皆以此標準時刻爲其時刻。兩相鄰時區的標準時刻相差一個小時。

我國的時區計有中華民國長白時區、中華民國中原時區、中華民國隴蜀時區、中華民國新藏時區和中華民國崑崙時區五個標準時區。

臺灣即屬於中原時區，所用的時間爲中原標準時間。例如我國各廣播電臺的聯播節目，是在中原標準時間二十點正開播的。

【時間方程式】(Equation of time)

遠在鐘錶尚未發明之前，人類應用日規 (*sundial*) 量度白天的時間。當量度時間要求的正確性增加時，人們發現太陽並非一理想的計時標準；太陽的習慣遠不及地球的轉動爲規則。我們知道星日、恆星日都是一樣的 (差幾分之 1 秒)，但太陽日卻因爲地球與太陽間距離的變化和地球的旋軸與軌道平面的傾斜情形不同而有很大的差別。太陽日從一

個正午到另一個正午，在時間長度上由最長到最短會有51 秒的差額。這種差額累積下去，竟能使日規在一年內的某些時候偏差16 分鐘之巨。倘若所裝之日規能將上項差額因素考慮進去，則無論何時測量，它的準確度可望及於幾秒以內。從鐘錶上記錄求得太陽位置的變化情形通常稱之爲時間方程式，它又爲一斜8字形的曲線，這根曲線，表示一種某些時候太陽時間與一均勻行走的鐘錶時間差。如果我們的家恰好住在任何一根標準時間區域線上，我們會發現正午恰巧太陽“中天”的日子，每年只有四天。在十一月初中午的太陽跨過頭頂（中天）時，提早16 分鐘，在二月中旬卻落後14 分鐘。其他的情形可如下法檢查曲線。

應用圖10—72以及將家住距離標準時線以東或以西若干度記取，依照距離標準時區線每度爲4分鐘在圖中作一根正午線；如果住在標準線以東，午線劃在右邊，住在以西則畫在左邊。譬如我們住在西經118° 而標準時區線則爲120° *W*，於是在圖10—72 的右邊8分鐘處劃一根午線交8字形曲線只有二點。也就是說一年之內民間的正午時分，太陽正好也正午爲元月十五日與三月二十日二天。如果我們住在116°*W* ，則一年之內根本沒有一天太陽是在民間中午時分，當頭於此根所作的午線上的。而十一月初，在午前時分，太陽已經跨過。跨過的時間提早到上午11：28 分。其他的情形，依照本地之需要可以由此獲知。通常住在地離開標準時區線4度以外時，此處一年之內不會有一天在民間午時恰爲太陽當頂的。在另一方面，即使住在地爲標準子午線上一年之內也不會多

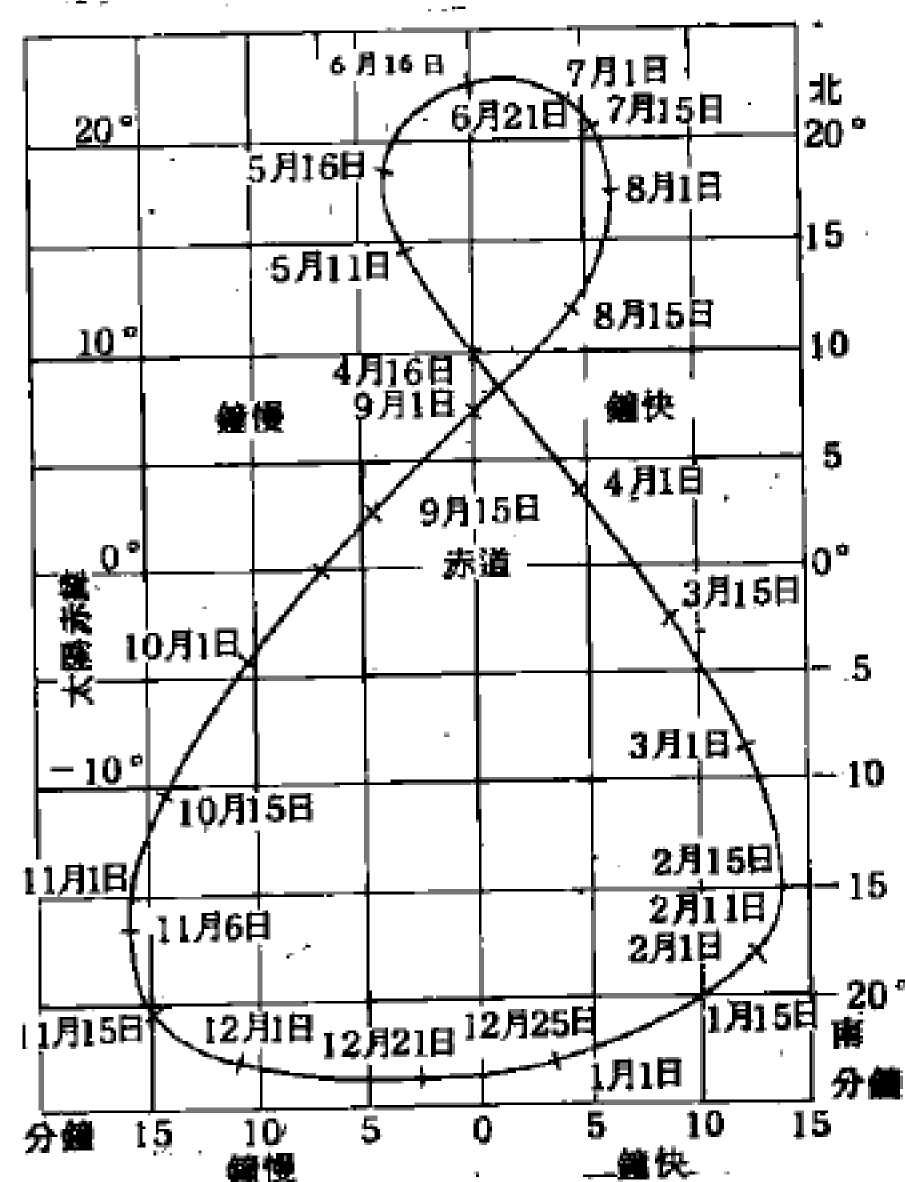


圖10—72
時間方程曲線對太陽赤緯與日期所繪

出 4 天中午時，太陽也正午的。

利用時間方程曲線，可以量度地球軌道的橢圓離心率。當然我們可以從量度地球近日點（*perihelion*）運行到遠日點（*aphelion*）二種情況下，太陽視張角角度改變的情形，因而求出最近距離與最遠距離的比率（如此等角度之反比率）。此等角度的改變情形之測量，可以使用一面小型平面鏡，將太陽之像經此鏡而投於一段距離外暗室的牆壁上，一次是在元月一日（近日點）另一次則在七月一日（遠日點），記下二次太陽像的直徑大小即可計算。

【時間之單位】（**Unit of time**）

時間是很難下定義的，但我們每人差不多都同意時間是以等速流動的東西，所以可以用等速運動的事物來測度。地球的自轉的速率是均等的，所以我們用平均太陽日（*mean solar day*）的 1/86,400 為一秒（*second*）作為時間的單位。下面乃幾個基本時間單位之換算：

60 秒＝1 分；60 分＝1 小時；24 小時＝1 平均太陽日

【時間之測量】（**Measure of the time**）

地球上白晝和黑夜的更換，大概是人類最早的時間測量單位。這一晝一夜的時間稱為一天。通常是把上一次太陽（或星星）在天空的任一位置，到這次又出現在天空的同一位置所經過的時間當作一天。如以星星兩次出現在天空的同一位置所經歷的時間為一天，稱為恆星日（*sidereal day*）。太陽日（*solar day*）就是太陽的週而復始而定出來一晝一夜的時間。一個太陽日劃分為 24 個等分，每個等分就是一小時。每小時有60 分鐘，每分鐘又分為 60 秒。一個太陽年約有 $365\frac{1}{4}$ 個太陽日。

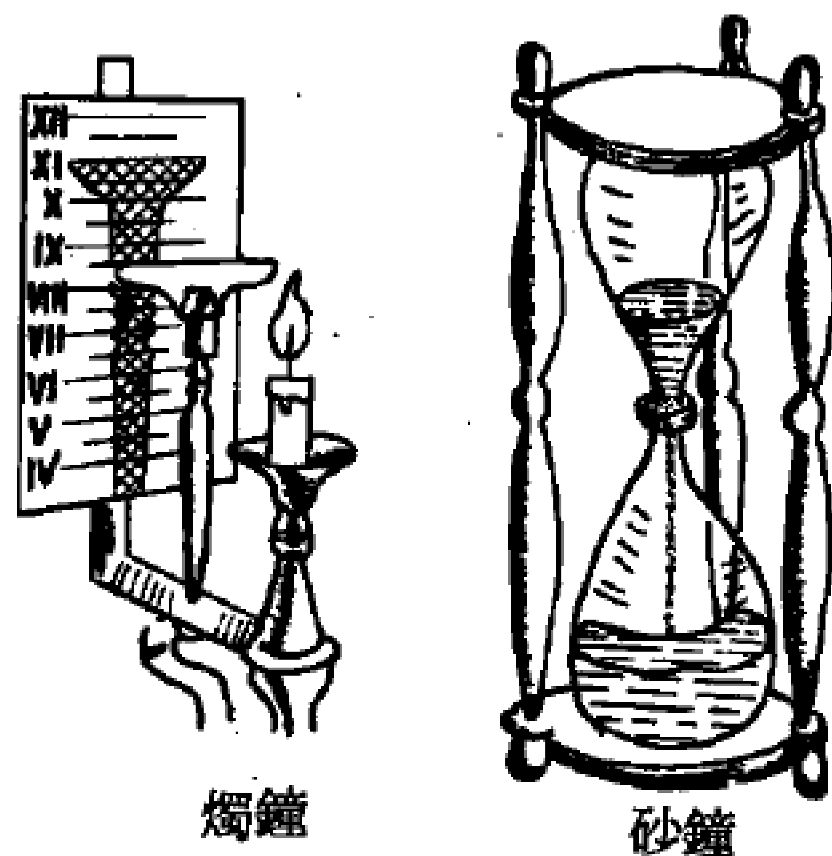


圖 10—73

自古至今，人類測量時間的方法，不外利用天體運動的規律現象，例如日影的變動、月的盈虧、恆星位置的變化等；和有規則變動的物體如圖 10—73所示之燭鐘、砂鐘。也就是說：凡是有規律變化的現象，都可以用來作爲時間的測量工具，要求更準確的時間測量，就需用更有規則變動的物體，某些鐘錶及原子鐘等的最大誤差比 1 秒還小。

【時間相干性】(Time coherence)

一振盪電荷的輻射電場可以用

$$E(t)=E_0\cos(\omega t-kr+\phi_0) \qquad (1)$$

來表示。其中的E_0包含有$\frac{1}{r}$的因數，但若假定觀測點與光源距離很遠，$\frac{1}{r}$的變化可忽略不計，而和其他的因數一起視爲常數E_0。也就是說，兩輻射源在P點所產生的電場，分別爲

$$E_1(t)=E_{10}\cos(\omega t-kr_1+\phi_1)$$
$$E_2(t)=E_{20}\cos(\omega t-kr_2+\phi_2) \qquad (2)$$

其中的振幅E_{10}、E_{20}可以各不相同，起始相位ϕ_1、ϕ_2也可以任意選擇。

假設輻射電場的振幅和起始相位是保持一定而不變的，即(2)式中的E_{10}、E_{20}、ϕ_1和ϕ_2都是常數。但自然界的輻射系統，在其整個的輻射過程中，E_0和ϕ_0都會有一些不規則的變化的，也就是說，E_0和ϕ_0也都是時間的函數。

若不考慮因距離r而造成的變化，將(1)式，縮寫爲

$$E(t)=E_0(t)\cos[\omega_0 t+\phi_0(t)]$$

其中$E_0(t)$和$\phi_0(t)$都僅隨時間作緩慢的變化。即在一個振盪週期$T_0=\frac{1}{\nu_0}$內，$E_0(t)$和$\phi_0(t)$的變化量少到可以忽略不計的程度。但是經過足夠長的時間後，$E_0(t)$和$\phi_0(t)$就可能會顯出很大的變化。因此，$E(t)$的實值視E_0、ϕ_0爲常數預測得的值，也可能會有很大的出入。在這個假定之下，電場$E(t)$不再只是由一個單純頻

率ω_0的振盪所產生，而應以一傅立葉（*Fourier*）積分來表示；即輻射電場應改寫成

$$E(t)=\int_0^{\infty}E_0(\omega)\cos\left[\omega t+\phi(\omega)\right]d\omega$$

的形式，即$E(t)$是由各個頻率ω的振盪疊加起來的結果。但是$E(t)$的主要成分，卻是來自$\omega_0-\frac{\Delta\omega}{2}$到$\omega_0+\frac{\Delta\omega}{2}$的頻率區間$\Delta\omega$。若以$\tau$代表起始相位$\phi_0$幾乎還沒變化的平均時間（比方說，$\phi_0(t)$之瞬時值在$\tau$內，和它在$\tau$時間中的平均值，相差不到一弧度）。依照傅氏分析，$\Delta\omega$和$\tau$有如下的關係

$$\Delta\omega\tau\approx1 \qquad (3)$$

如果$\phi_0(t)$在幾個週期內都保持爲一定值；然後突然變到某一個值，而以這個新的值又保持了的幾個週期；然後又跳到另一個值，……這樣繼續下去（見圖10—74）。這種情形我們也算$\phi_0(t)$有緩慢的變化。這種變化是很常見的。以τ代表相位跳動的時距，則從傅立葉分析，這個τ和頻率區間$\Delta\omega$也有（3）式的關係。

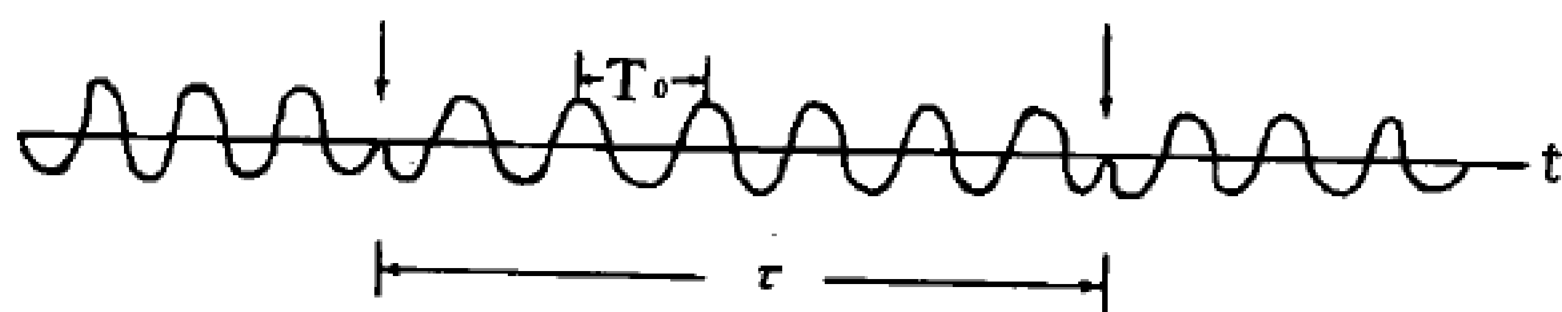


圖10－74

幾乎是單色（單頻率）的波，偶爾有相位跳動的情形

在空間內一定點P，先後所觀察到的兩個電場$E_1(t)$和$E_2(t+\Delta t)$的時間相干性的意義是這樣的：假使從已知的$E_1(t)$和Δt，能夠準確地預言$E_2(t+\Delta t)$的值，則$E_1(t)$和$E_2(t+\Delta t)$兩電場即稱爲有完全的相干性。相反地，如果$E_2(t+\Delta t)$完全沒法由$E_1(t)$預測知，則稱$E_1(t)$和$E_2(t+\Delta t)$完全無相干性。這個定義是很廣泛的，只要從$E_1(t)$能夠正確的預知$E_2(t+\Delta t)$，不管兩者的變化頻率是否相同，都稱爲有相干性。假定振幅是常數，但相位有緩慢的變化（這是較常見的情形），即$E_1(t)$和$E_2(t+\Delta t)$

可被分別寫成

$$E_1(t)=E_{10}\cos[\omega_0 t+\phi(t)] \quad (4)$$

$$E_2(t+\Delta t)=E_{20}\cos[\omega_0(t+\Delta t)+\phi(t+\Delta t)] \quad (5)$$

又如果$\phi(t)$的函數形式是已知的，則此兩電場卽有完全的相干性。可是，一般來說，$\phi(t)$ 的變化情形常常是不可預料的。當時距Δt 夠長的時候，$\phi(t+\Delta t)$可能就完全沒法從$\phi(t)$推算出。就這樣長的時距，(4)、(5)兩式代表兩個完全無相干性的電場。相反地，當時距Δt很短的時候(但是要比T_0長)，$\phi(t+\Delta t)$ 可能和$\phi(t)$差不多相等。這時候(4)、(5)兩式，代表的兩個有相干性的電場。這個區分兩種不同的相干性的時距Δt，實卽(3)式中的τ，在這裏特稱爲平均相干時間(*mean coherent time*)或平均弛緩時間(*mean relaxation time*)。由(4)、(5)兩式

當$\Delta t \gg \tau$時，完全無相干性。

當$\Delta t \ll \tau$時，有完全的相干性。

當$T_0 < \Delta t \leq \tau$時，有部分的相干性。

【時間倒置】(Time inversion)

是將所有t換成$-t$。強交互作用在這種變換下有不變性。因此，對各種基本粒子的狀態來說，這種對稱性也相當於一個新的量子數，稱爲時間反置量子數，其值也只能爲$+1$或-1。

【時間控制器】(Timer)

利用RC電路具備時間特性組成的控時工具。

【時間常數】(Time constant)

說明某個系統中建起某一過程或達到平衡狀態所需時間的數值，例如振盪廻路接入外部電勢以後，廻路中強迫振盪建立起最大振幅所需的時間。電路中的時間常數隨著電路的參量而變化。例如，在由電容C與電阻R所組成的電路中，時間常數$T=RC$說明著電容器經過電阻而充

電或放電所需要的時間。在時間T內，電容器上的電壓增加到$e=2.7$倍或減小到$\frac{1}{e}=\frac{1}{0.27}$（$e$是自然對數的底）。就是說，可以認為大約在$4T$時間內，電容器來得及全部地充電或放電。由電感$L$、電容$C$與電阻$R$所組成振盪廻路的時間常數是$T=\frac{2L}{R}$。可以認為，在接入外部電勢後，大約經過$4T$時間，廻路內強迫振盪的幅度就能夠增長到最大值；或者相反，在除去外部電勢後，大約經過$4T$時間，廻路中的振盪就能完全衰減下去。在電路中的電壓和電流應當來得及跟隨外部作用的變化時，電路的時間常數就有著很重要的意義。欲使電路中的過程來得及跟隨外部作用的變化，電路的時間常數必須是足夠的小。例如對於接收機來說，欲使其中的振盪幅度來得及發生與所收信號的調制相當的變化，則接收機的時間常數應當小於調制的最短週期。

【時間標準】（Standards of time）

時間的標準為地球的自轉時間，即將太陽在頭頂連續出現的平均時間間隔稱為一平均太陽日，一平均太陽日的1/86,400定義為一平均太陽秒。如此定義的時間稱為世界時（*universal time*；*U.T.*）。

1956年國際度量衡局以地球繞太陽的公轉時間定為時間的標準，即以西元1900年一年時間稱為一回歸年，一回歸年的1/31,556,925.9747定為一秒。如此定義的時間稱為星曆時（*ephemevis time*；*E.T.*）。

1964年，在巴黎舉行的第十二屆度量衡會議暫時承認以銫（*Cs*）原子鐘定出的秒為國際標準，即將銫原子基本振動9,192,631,700±20次所需時間，視為由1957年一回歸年所定出的一秒。

【時間膨脹】（Time dilation）

所謂時間膨脹是說倘若固有時間間隔是在固有坐標系以外的一些慣性坐標系作測量，則這時間間隔便會增長或膨脹。所謂固有坐標系統，就是事件在其中僅發生於一個位置的坐標系統，固有坐標系中的事件不

因其與別的坐標系有相對運動而引起任何改變。事實上，慣性坐標系的運動並不引起任何物理效應這事實，已成爲狹義相對論的一個基本原理。這種運動在該系統本身中是測不到的，我們不可能製造一個速率計（*speedometer*）以測量慣性坐標系本身的運動，除非將另一坐標系做參考。

假若在運動的坐標中，在同一地點先後發生兩件事，則在此坐標上的人用他的時鐘計出其時間距爲τ_0，那麼在靜止坐標系的觀測者所量得的時間距是多少？當然，在靜止坐標中，兩件事並不發生在同一地點，但是觀測者可以用一序列已校對好的鐘放在坐標內各點，當事情發生在某一點時，就把那一地點的鐘所指的時間記錄下來，然後把記錄下來的時間互相比較，即可知時間距，所以這種度量的實驗是可以做的。

如圖 10 — 75的實驗中，光由光源發出（第一件事發生），沿著與運動方向垂直的方向進行，達一反射鏡，則被反射回來，而再回到光源的地方（第二件事發生），(*a*)爲在運動坐標S'中所看到的光路徑，(*b*)爲在靜止坐標S中所看到的光路徑。

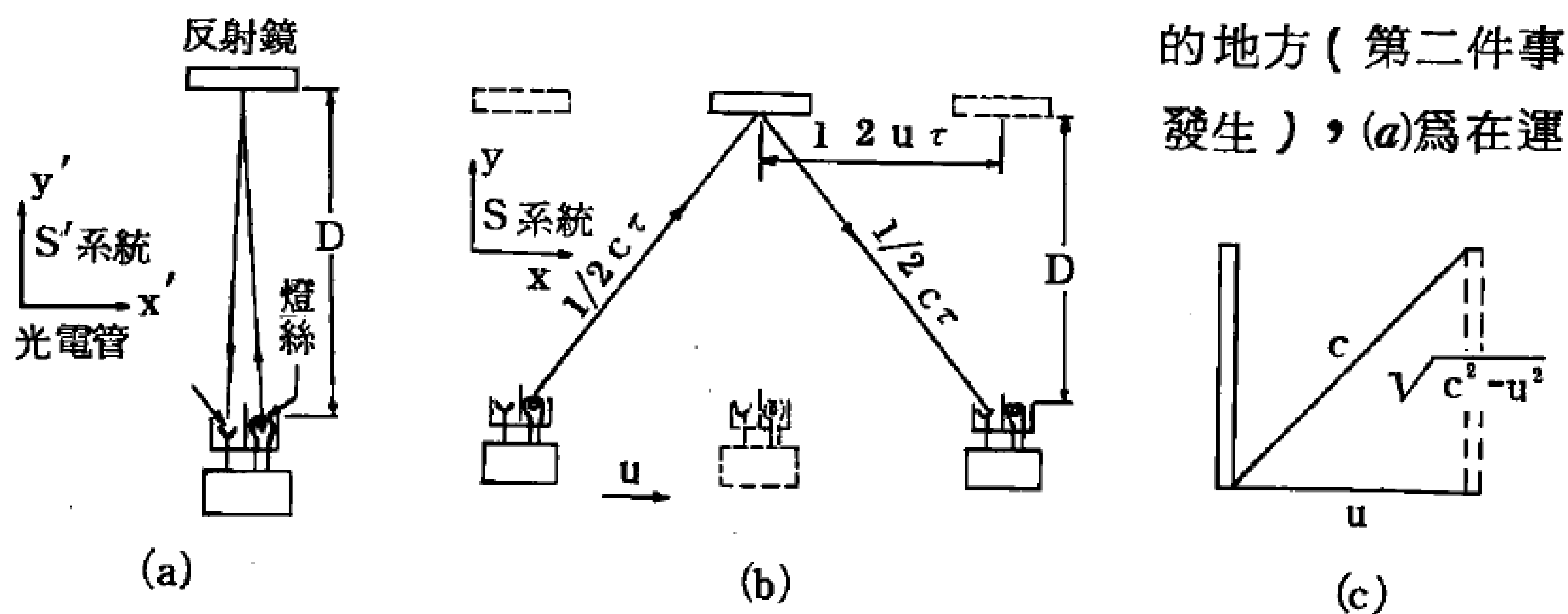


圖 10 — 75

由愛因斯坦的兩大假設可知，在兩坐標系統中光的速度皆爲c，設S'對S的速度爲u，則由圖上可看出，在S'中量得的時間距爲：

$$\tau_0 = 2\frac{D}{c}$$

卽 $$D=\frac{1}{2}\tau_0 c \qquad (1)$$

在 S 中量得的時間距爲：

$$\tau=2\frac{\sqrt{D^2+(\frac{1}{2}\tau u)^2}}{c} \qquad (2)$$

將（1）式代入（2）式中，卽得：

$$\tau=2\frac{\sqrt{\frac{1}{4}\tau_0^2c^2+\frac{1}{4}\tau^2u^2}}{c}$$

$$=\sqrt{\tau_0^2+\tau^2\frac{u^2}{c^2}}$$

所以 $$\tau^2=\tau_0^2+\tau^2\cdot\frac{u^2}{c^2}$$

因此 $$\tau=\frac{\tau_0}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \qquad (3)$$

由（3）式可看出，在 S 中量得的時間距比在 S' 中所量得的要長 $1/\sqrt{1-u^2/c^2}$ 倍，這種效果稱爲時間膨脹。

時鐘上的指針指著某一時刻也是一件事件，由（3）式可看出，假設在 S' 的人站在坐標 S' 中的某一點，且其所持的鐘走了 τ_0 秒鐘，則以 S 中的一系列已校對好的鐘來量，會以爲它走了較 τ_0 爲長的時間 τ，因此認爲 S' 內的鐘比正常的鐘走得慢。同樣道理，一個人的生理變化也是事件的發生，若在 S' 中的人以他的鐘來量，他只活了80年，但以 S 中的鐘來看，他活的歲數要比 80 年爲長。

這些效果，並不是因爲鐘一動起來，它裏面的機器就運轉得慢起來，也不是人在動的時候，其生理變化較正常人爲慢，只是因爲用以校準鐘的光在任何慣性系統內，其速度皆爲常數 c 。

基本粒子中的π介子（π meson），在其本身的固有坐標系中以指數率衰變，即每經2.6×10^{-8}秒，介子便只剩下原有數目的$1/e$，介子束可以高能質子與加速器靶子的碰撞而產生，而產生出的介子可以高達的$0.99c$速率離開靶子。在固有坐標系中，介子以其固有的衰變率衰變（π *mesons decay*）。但是，在實驗室的觀察者測量介子的衰變率時，一定會覺得介子的鐘走得比較慢。

在實驗室中所測量到的時間是$2.6\times10^{-8}\times(1-0.99^2)^{-\frac{1}{2}}$秒，或$1.87\times10^{-7}$秒。在這段時間內，速率為$3\times10^8$米/秒的介子將移動56米的距離。因此，在56米長的途程中，介子束減弱至原有強度的$1/e$。假若相對論的效應不存在，我們會期望實驗室中的介子束每經2.6×10^{-8}秒便減弱了$1/e$，而這種減弱是與運動無關的。此時，因$\gamma=7.18$，我們會期望介子束的強度在56米的距離內減弱至原有強度的$e^{-7.18}$或$1/1,300$，$1/1,300$與$1/e=1/2.78$的差是很容易檢定的。實驗室中的時間膨脹便這樣地被確定了。今日高能加速器中粒子的實驗，照例必顧慮到時間膨脹的因素。

【時間轉向不變性】（Time reversal invariance）

所謂時間轉向不變性，簡單地說，就是將時間的變數的前面，加上一個負號，而一切物理的基本定律的形式，都不會改變。在日常生活之中，從來不會有時間倒轉的事，如果有人將一捲電影片倒轉過來演放，我們也一定可以馬上認得出來。因為在巨觀世界（*macroscopic world*）內，由於熱動學（*Thermodynamics*）上的原因，很多事情倒過來發生的可能性非常之少；熱動學給予時間一個統計性（*statistical*）的方向。這個方向卻不能被用到微觀世界（*microscopic world*）裏面去（因為它只是統計性的）。因此，如果在微觀世界內不另外有時間方向的指示的話，那麼，時間的向前和向後，對物理定律來講，就應該是站在同等地位的。事實上，很多基本的反應過程，都是可以倒過來進行的

。而且，如果時間轉向的對稱是普遍地眞的話，則所有這些基本的反應過程都會是可逆的。

【時鐘同步】(Clock synchronization)

兩個時鐘走的快慢完全一樣稱爲時鐘同步。

【時鐘佯謬】(Clock paradox)

二構造完全相同的時鐘A與B，先使二鐘完全同步，即兩鐘快慢一樣，然後A鐘加速至某速率，離開B鐘，以此速率運動一段時間，而後反向再回至B鐘位置，B鐘自始至終未被加速。則見A、B二鐘並不再同步，A鐘所經歷的時間間隔比B鐘短，和愛因斯坦相對論所預測的結果完全相同。

【時鐘發條】(Spring of clock)

時鐘動力用的發條，乃是利用彈簧 (發條) 加力使其形變，則因有相當於由所加的力 (所作功) 的能儲蓄在彈簧內，當彈簧恢復原狀時，也作同量的功之性質。

【時變磁場】(Time-varying magnetic field)

隨時間而變化其強度的磁場。若假定並無任何大型物體在運動，僅磁場會隨時間而變化，將導體廻路置於此種時變場 (*time varying field*) 中，通過廻路之通量會改變，而在廻路上出現感應電動勢，此電動勢使電荷載體移動，即生電流。

由微觀觀點，可以說改變$\vec{B}$的通量即在廻路上各處建立感應電場$\vec{E}$，這些感應電場和靜電荷所生的電場一樣，並將對電荷q_0施力$\vec{F}=q_0\vec{E}$。故法拉第感應定律較淺近的敍述方式爲“改變磁場即產生電場”。

爲穩固此觀念，茲考究圖 10—76，該圖陳示均勻磁場$\vec{B}$垂直於書頁，設各點$\vec{B}$的大小以相等變率$d\vec{B}/dt$ 增加，以適當方法增加產生此磁場之電磁鐵繞組的電流可作成這種磁場。

在任何時刻，圖 10—76所示任意半徑 r 的圓周內圍有通量 Φ_B 。

因爲此通量隨時間而變，沿廻路出現感應電動勢 $\varepsilon=-d\Phi_B/dt$。由於對稱可知廻路上各點所感應之電場 $\vec{E}$ 與廻路相切，故此時改變磁場所生之電力線均爲同心圓。

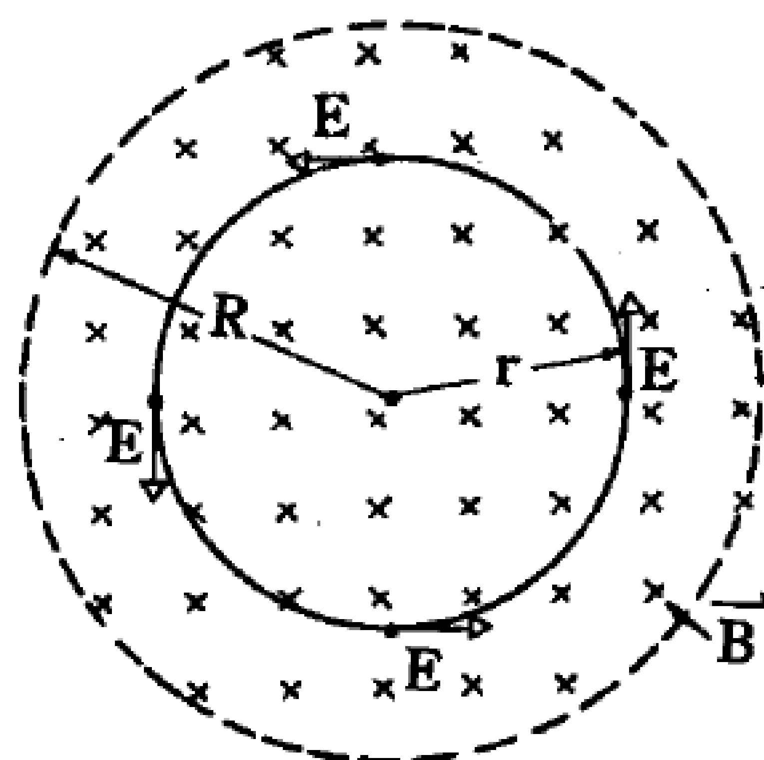


圖10—76
在一直增加的磁場內
四點所生的感應電場

若考慮一試驗電荷 q_0 沿圖 10—76 的圓而運動，根據電動勢的定義，對試驗電荷所作之功 W 每轉爲 $q_0\varepsilon$。由另一觀點其值爲 $(q_0E)(2\pi r)$，q_0E 爲作用於電荷之力，$2\pi r$ 則爲該力作用的距離，令 W 的兩表示式相等並消去 q_0 得

$$\varepsilon=E2\pi r \qquad (1)$$

在較圖 10—76 更普遍之情形則應寫爲

$$\varepsilon=\oint\vec{E}\cdot d\vec{l} \qquad (2)$$

若就圖 10—76 的情況計算此積分，立即可得（1）式。若將（2）式與式 $\varepsilon=-d\Phi_B/dt$ 合併，法拉第感應定律可寫爲

$$\oint\vec{E}\cdot d\vec{l}=-\frac{d\Phi_B}{dt}$$

【校正火箭】（Vernier engine；Vernier rocket）

一種推力小的火箭，在洲際飛彈或太空火箭（*space rocket*）主推進器關熄後，用來校正速度及彈道。

【校正曲線】（Correction curve）

校準電流表時，選取標度的幾點，以橫坐標代表讀數，縱坐標代表改正值，所繪成的曲線，稱校正曲線。

【校核器】（Monitor）

利用電表或示波器作校核廣播用。

【核】（Nucleus）

原子之中心部分。

【核力】(Nuclear force)

組成原子核的成分有質子和中子兩種核子，要使這些核子在一微小的體積內緊密結合在一起而成原子核，其間必有一種強大吸引力的作用。一般電性引力使電子和原子核結合在一起成爲原子，此力作用於兩帶電體之間，同電性者相斥，異電性者相吸。質子帶正電，依同性相斥原理，電力不但不能使諸質子結合，反而使其分離。即使假設質子間的電引力是相吸的 (其實是同性電相斥)，此力仍嫌太弱，不可能使質子結合在一起。從研究原子核結合能，我們知道平均每核子結合能大約爲 8 百萬電子伏特 (*MeV*)， 這是非常大的能量，比電子的結合能約大數十萬倍之多。從核子結合能看來，作用在核子之間的力是非常強大，此力決不會是電力，在原子核物理學上定名此力爲核力，原子核中的質子和中子即憑藉核力而結合在一起。

從研究原子核結合能，高能核子轟擊原子核的實驗，中子與質子散射實驗，質子與質子散射實驗，以及放射性核衰變等，我們可以得到若干有關核力特性的資料，從而導出中子和質子或質子和質子間的作用力。另外從實驗測定氘核的基態性質，可略知中子和質子間之核力強度和性質。歸納言之，由實驗的測定及理論的判斷，我們確知核力具有如下的性質：

1. 此力永遠是相吸引的力。

2. 此力作用範圍極小，僅約在核半徑 10^{-13} 厘米之內 ， 當距離超過此範圍時，核力的作用急速減小爲零。

3. 此力極爲強大，遠大過電引力。如以一粒子轟擊原子核時，當此粒子到達核力的作用範圍內時，就會被強大的核力吸引入原子核中。

4. 此力與原子核的電荷無關，具有電荷對稱性，即質子和質子，中子和中子，及中子和質子間的作用力大約相同。

核力與距離的關係約如圖10—77 所示。當兩核子在相距小於 10^{-13} 厘米的一半時，核子間互相排斥；當相距大約正好小於 10^{-13} 厘米時，彼此吸引最爲強烈；當相距大於 10^{-13} 厘米後，核力的強度很快地減弱。核力不僅與核子間的距離有關，另與核子的速度，相對的自旋方向等有關。核子像磁體一樣具有指示方向的軸，它們繞軸永不停止的自轉。兩核子因彼此自旋的方向不同，互相作用也不相同。此外，核子在軌道上運動具有軌道角動量，核子總角動量爲自旋和軌道角動量之和，二者之間的作用力稱之爲自旋與軌道作用力（*spin-orbit force*），也構成核力的一部分，此力與自旋和軌道角動量的相對方向有關。

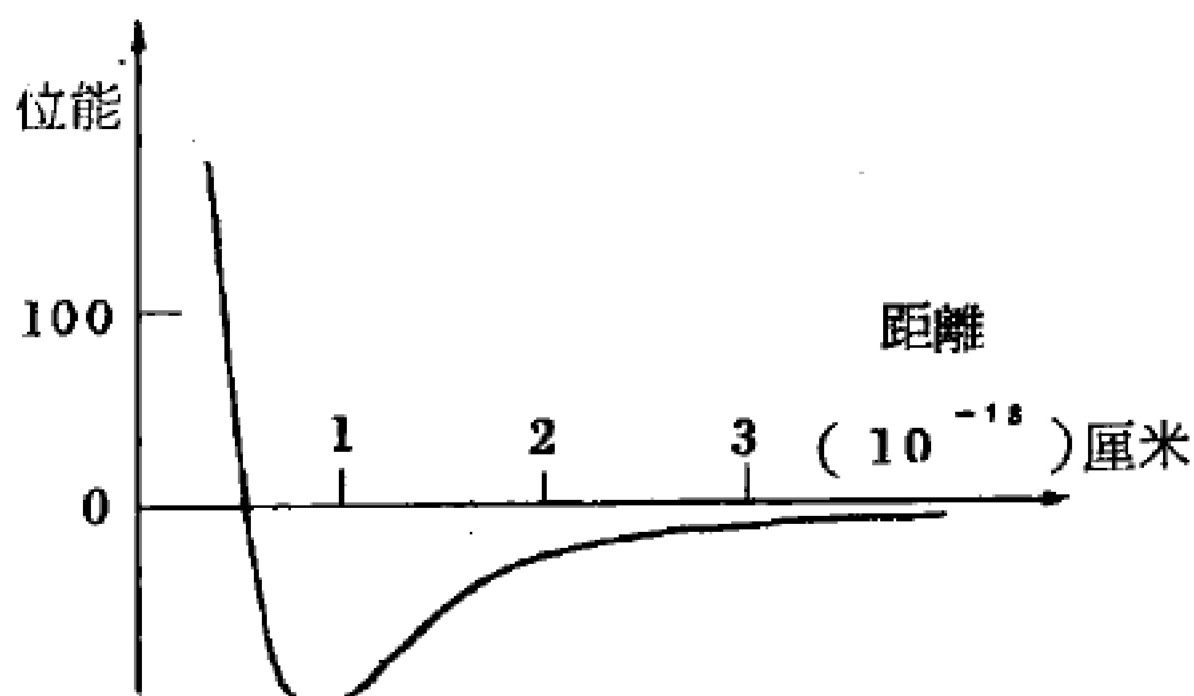


圖 10 — 77

核力另一項異常的特點，就是在兩核子間可以有交換現象（*the kind of exchange*）。在一般性物質以及原子的世界裏，當兩個等重的物體碰撞時，運動較快的物體通常維持較大的速度，即使不然，兩物體也大致均分它們的能量。但是在質子及中子的世界，則情況完全不同。當一個迅疾的中子撞擊到一個質子時，質子將以和中子差不多的速度突然前進，而中子則幾乎停頓下來，解釋這種情形最簡單的方法，就是假設在碰撞時，中子並沒有傳遞任何動量給質子，只是攫取了它所帶的正電而繼續前進，換句話說，這個猛然前進的質子只是原來的中子所轉化而成的。

曾得諾貝爾獎的日本物理學家湯川秀樹（*Hideki Yukawa*）提出一核力理論，他認爲核力的產生是由一種 π 介子在核子間交換的結果，就像電磁力作用於兩電子間可視爲互相交換一個光子的結果。

湯川秀樹並計算出這原子核交換粒子（ *the nuclear exchange particle* ）的質量約爲電子質量的 200 倍。兩年後，發現一種較原子爲小的粒子——次原子粒子（ *subatomic particle* ），稱爲μ或μ介子。μ介子的質量與210個電子的質量相等，與湯川秀樹的交換粒子相似。1947 年又發現質量等於273個電子質量的π介子。因爲π介子與核粒子的作用很強，而μ介子的作用並不強烈，所以我們相信π介子才是湯川秀樹的交換粒子。

因爲基本粒子都極小，而核力的範圍又極短，故討論這些問題時我們不能用牛頓力學，而須用量子力學。在分析原子核的問題時，我們常不用力的概念表示粒子間的交互作用，而改用位能的概念表示其交互作用。交互作用又可分爲強交互作用及弱交互作用，將質子及中子拉在一起而構成原子核的力量便是強交互作用。放射性原子核在貝他衰變（放出電子的衰變）時，β粒子（即電子）與原子核（或質子、中子等）間的作用即爲弱交互作用。

【核子】（ Nucleon ）

組成原子核的粒子通稱爲核子。原子核主要的成分爲質子和中子，所以通常核子乃指質子和中子，但也包括可能存在於原子核內部的其他粒子及反粒子。

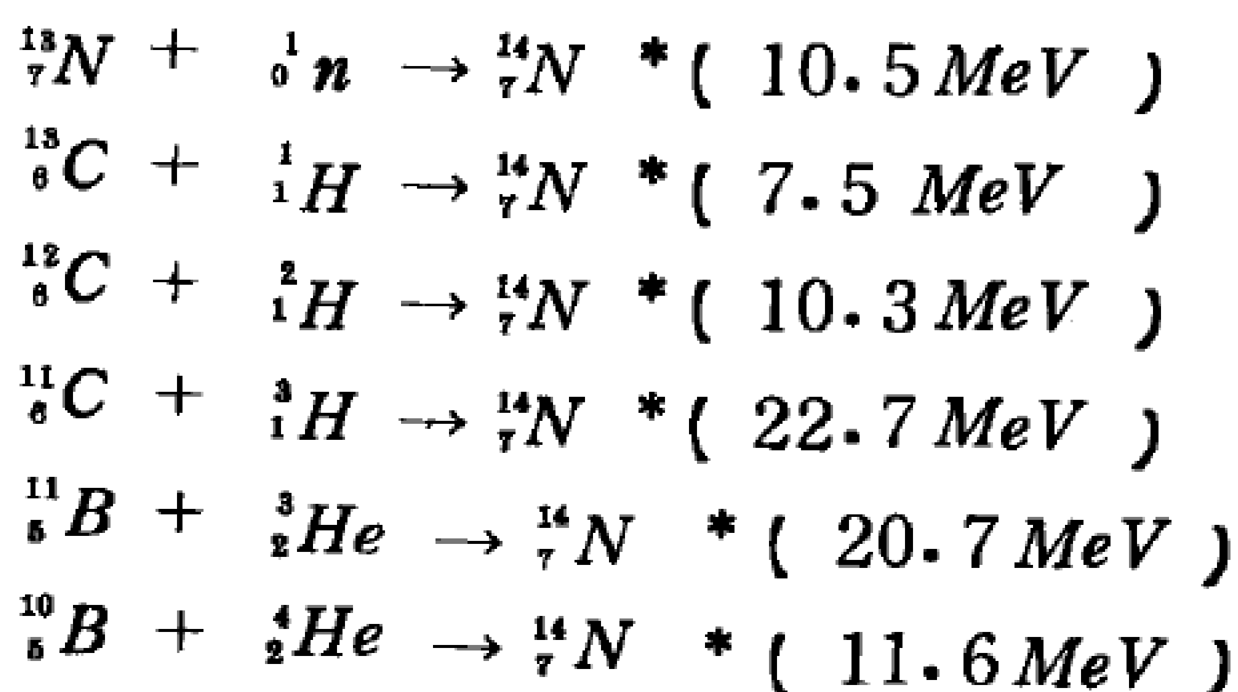
質子爲帶正電荷的基本粒子，質量數爲一，電荷與電子電荷大小相等，但符號相反。質子的靜止質量爲$1.67261 \pm 0.00001 \times 10^{-24}$ 克，或爲$1.00782\,u$（以^{12}C爲標準的原子質量單位），比電子質量約大1,836倍。質子磁矩爲$1.41044 \pm 0.00004 \times 10^{-23}$ 達因 - 厘米／高斯，或爲2.79275 ± 0.00003波爾磁元（ *nuclear Bohr magneton* ）。質子即是氫原子的原子核，自旋爲$\frac{1}{2}$，同位旋爲$\frac{1}{2}$，遵守費米、狄悅克（ *Fermi-Dirac* ）統計定律，和電子一樣同屬於費子。

中子也是一種基本粒子，質量數爲一，但不帶電荷。中子的靜止質

量爲 1.67492×10^{-24} 克，或爲 $1.00867\,\mu$，比電子質量約大 1,839 倍。中子自旋爲 $\frac{1}{2}$，同位旋爲 $-\frac{1}{2}$，磁矩爲 -1.9131 波爾磁元。中子也遵守費米、狄悅克統計定律，同樣屬於費子。單獨的中子並不穩定，經負貝他衰變成爲質子，半衰期爲 12.5 分。

【核子化合物】(Nuclear compound)

許多核子反應實際上經過二不同階段。最初，一入射質點撞上一靶原子核，此二者形成一新原子核，稱爲核子化合物。例如



$$
\begin{aligned}
{}^{13}_{7}N + {}^{1}_{0}n &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (10.5\,MeV)\\
{}^{13}_{6}C + {}^{1}_{1}H &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (7.5\,MeV)\\
{}^{12}_{6}C + {}^{2}_{1}H &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (10.3\,MeV)\\
{}^{11}_{6}C + {}^{3}_{1}H &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (22.7\,MeV)\\
{}^{11}_{5}B + {}^{3}_{2}He &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (20.7\,MeV)\\
{}^{10}_{5}B + {}^{4}_{2}He &\rightarrow {}^{14}_{7}N^{*}\ (11.6\,MeV)
\end{aligned}
$$

而星號 * 表受激態，核子化合物之半衰期約 10^{-16} 秒。因時間太短，故實際上無法直接觀察到，但與具有數 MeV 的核子質點通過原子核的時間 10^{-21} 秒比起來就長多了。

【核子和平炸藥】(Nuclear peace explosives)

一種以和平用途爲目的的核炸藥，用來試爆或實驗。這個名詞是用來區別於核武器(*nuclear weapons*)的，後者是指一成套單元，作軍事用途。

【核子商船】(Nuclear ship)

由於核子潛艇鸚鵡螺號(*Nautilus*)和其他海軍核子船艦的成功，造船技師和核子工程師們因而考慮到核能應用於商船的可能性。1959年七月二十一日，世界第一艘核子商船薩凡娜號擧行下水典禮，表明她是早期第一艘動力商船薩凡娜號的繼承者，係由美國國會授權總統下令建造的。

除了美國以外，蘇俄最先以核能應用於一艘破冰船列寧號，由於蘇俄北方終年為冰雪所封，為要暢通北面的航線，亟須強力的破冰船，而普通的破冰船受燃料的限制，航程有限，所以蘇俄首先考慮到應用核子動力於破冰船。

除美蘇兩國外，其他致力於航運用核動力的，尚有英、德、日等國。

【核子推進物】(**Nuclear propellant**)

由受控制之核分裂供應動力之推進物。

【核子間力】(**Intranuclear force**)

核子的作用力如中子－中子作用力，質子－中子作用力等。

【核子輔助動力系統計劃】(**System for Nuclear Auxiliary Power Program**)

簡寫 *S.N.A.P.* 計劃或方案。1959年一月十六日，一個把放射熱轉變為電力的裝置第一次公開的呈現在美國總統的桌子上，其大小與朱欒差不多，重量只有 4 磅，但卻能發出 11,600 瓦特小時的電力達 280天之久，相當於重約 700磅的鎳鎘電池所發出來的總能量。

美國原子能委員會 (*A.E.C.*) 及國家航空及太空總署 (*N.A.S.A.*) 所擬訂之核子輔助動力系統方案，包括技術之發展及供應核子輔助動力有關材料及設備之研究發展，以供應太空航具之電子如儀器及無線電發送系統等之需要。精密之原子電子動力包，利用核子分裂及放射性衰變熱，使電獲得發展，以期使人造衛星及太空船獲得便利。

核子輔助動力系統計劃開始於 1955 年。在 1956 年三月時，原子能委員會著手於一初級計劃，會同馬丁公司設於馬利蘭州之巴鐵摩爾核子部分作輻射同位素燃料 (*radioisotope-fueled*) 太空動力發展單位，這計劃取名為 *S.N.A.P.*—1 號，並於 1959年九月完成工作計劃表。

參與工作及承包者，包括西屋 (*Westing house*)、明尼蘇達礦業

及製造公司（*Minnesota Mining and Manufacturing Company*）、熱電子引擎公司（*Thermo-Electron Engine Corporation*）等。

在發展當中的*S.N.A.P.*系統裏有兩種完全不同的形式，雖然兩者都是將熱能轉變爲電力，其中之一卻類似一小反應器，另外一種則是利用某些放射性同位素的衰變而獲得這些熱能。產生低能量者多以放射性同位素爲熱能來源，像*S.N.A.P.*－19；大能量者以核能爲熱能來源如*S.N.A.P.*－8。

【核子潛艇】（Nuclear submarine）

建造一艘用原子能帶動的潛艇，在原子的利用上，邁進了一大步。在一艘呈雪茄形，而像有著獅子鼻的潛艇，*U.S.S.*鸚鵡螺號上，裝著一部原子動力發動機，具有第一座供運輸用的原子反應爐。1955 年的一月十七日，原子能使這一艘潛艇開航。許多美國海軍的潛水艇，尾隨其後，後來，又跟來了一隻蘇俄的破冰船。1959 年，一艘原子動力的導向飛彈巡洋艦，和世界第一艘核子動力商船，*N.S.* 薩凡娜號，相繼在美國下水。



圖10－78

裝了一塊像高爾夫球一般大小的鈾，鸚鵡螺號完成了60,000海里的航程，而無需再加燃料。這大致相當於九十油罐火車的油料。由於第一艘原子潛艇如此的成功，使美國海軍正向原子艦隊的方向轉移，恰像在一百年以前，從帆一變而爲蒸汽動力一樣。將來總有一天，所有的飛彈發射巡洋艦、航空母艦，以及驅逐艦等，都將利用封鎖在原子核心裏的能量。海軍當局，正在陸續地安放了原子船艦的龍骨。

一艘原子潛艇的各個部分，都不能訂製；必須自行設計。因爲它是

同一類型中嚆矢，所以，自其他船隻的發動機方面，毫無可資借鏡之處。第一艘原子潛艇的發動機馬克一號（如圖 10 — 78），乃愛達荷沙漠中的一大秘密。

在愛達荷州的一處沙漠地區，一座沒有窗戶，廣大的混凝土建築物，牆壁厚達 10 英尺，有 8 層樓那麼高，矗立於沙漠的地面上。在建築物的內部，工作人員把潛艇的船底、船舷，一塊一塊地拼湊起來。這兒距最近的海洋，也不只 1,000 英里。它的原子爐，放置在直徑 50 英尺，深度 40 英尺的私有海洋裏，只要輕輕地按一下開關，即可從這一座原子發電廠裏，送出能量來。

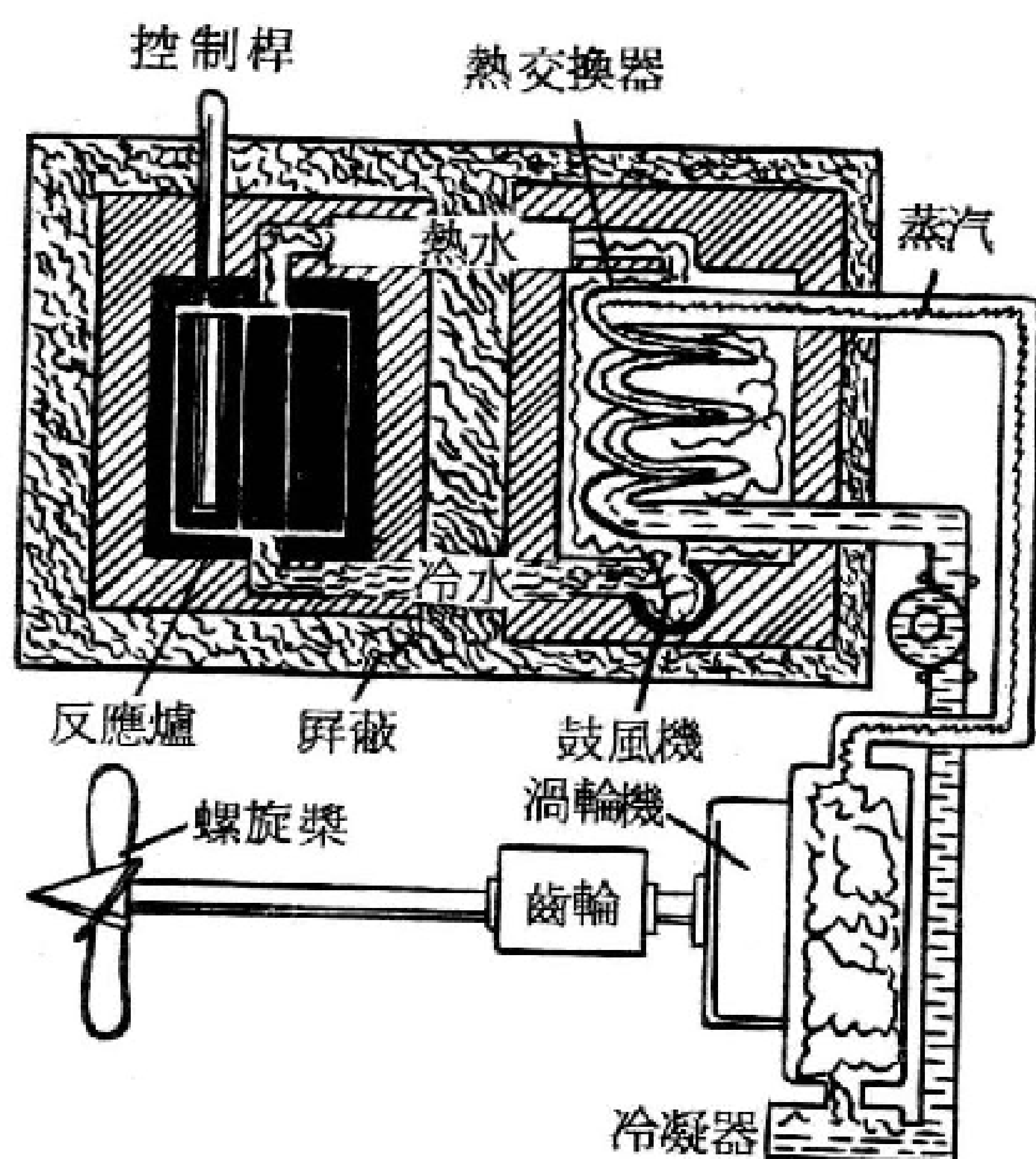


圖 10 — 79
馬克一號的工作情形

馬克一號造好後，再裝配進潛艇裏去。所以，於康內提克州的格魯頓，在遠隔 2,500 英里以外的鸚鵡螺號中，可造出幾乎完全相同的一具。在那裏船塢的一端，用繩索圍起一塊地方，俗名之西伯利亞。

產自 23 個不同州分的零件，經過試驗、修正，才裝進了遠處內陸的馬克一號。然後再複製一具，裝在馬克二號上，這才是帶動第一艘原子潛艇的發動機。在康內提克州格魯頓的西伯利亞，馬克二號裝配進鸚鵡螺號的船體裏去。

放射性引起一個特殊的問題。有些工作，要隔著 7 英尺厚的混凝土牆來做。要用特經設計的潛望鏡，工作人員才能夠看到他工作的情形。用像爪一般的機械手，來處置物料。其他工作，在 12 英尺的水底工場

裏行處理。在這兒，工作者可以安全地看著來操縱某些放射性零件。

必須發展出一種特別的呼吸設備，使氧氣的供應不致耗竭，而在潛艇潛航的一段長時間內，要把二氧化碳排除出去。

帶放射性的水，一旦漏了出來，將對船員及附近的船隻，構成危險。管子、閥以及其他機件，必須堅強耐用，焊接牢固，縱然受到深水炸彈的震動，也須不致洩漏。冷卻系統經小心焊接，在五百年內，所漏出來的帶有放射性的水量，也微乎其微。

自開始以來，一直沒有人能夠絕對肯定無疑，可以利用原子所產生的動力，來帶動一條船。這樣的一樁偉大壯舉，以往從未曾實現過。

此一計劃的要點，在於反應爐的中心置鈾部分。除了因其使用放射性物質而產生危險之外，還有它的能量，若釋放得太快，便有引起反應爐失靈的危機。

馬克一號於 1953 年的三月三十一日，開始產生足夠的中子，來維持連鎖反應。1953 年五月三十一日，這一隻內陸的潛水艇下水了。轉開一隻閥，反應爐產生了熱量，渦輪機開始發生作用。螺旋槳軸呼呼地轉動著，就這樣，原子運輸工具便誕生了。

在鸚鵡螺號上，水自反應爐吸收熱量，進入鍋爐，使無放射性的水加熱，產生蒸汽。蒸汽帶動渦輪機，並驅使螺旋槳軸轉動。

如果從外表上來看鸚鵡螺號，並不能發現它和其他的潛水艇有太大的差異。她的形狀較爲粗而短。船首鈍圓，船體格外厚重。這些特徵，與其因原子發動機所促成的巨大動力和高速，互相結合，致使鸚鵡螺號得以航行海底，遠較普通潛艇爲優。

目前，原子潛艇遊弋遍及七海。1965 年間，美國艦隊卽擁有 51 艘。有的用一對原子反應爐，供給動力，如*U.S.S.* 貝恩橋號，可橫渡大西洋一百次，無需重加燃料。其他使用原子動力的水面船隻，也已成功地通過嚴格考驗，並成爲美國海軍的一部分。

【核子學】(Nucleonics)

研究原子中有關核心的一般科學。

【核子穩定性的奇偶定律】(Odd-even rule of nuclear stability)

謂若核子中有偶數的中子與質子最為穩定，有偶數的質子、奇數的中子或偶數的中子、奇數的質子比較不穩定，亦即含奇數的中子與質子最不穩定。

【核心】(Core)

核反應器(*nuclear reactor*)的中心部分稱為核心，包括燃料元件(*fuel element*)，通常也包括緩速劑(*moderator*)，但不包括反射體。

【核之大小】(Size of nucleus)

在推證拉塞福(*Rutherford*) 散射公式時，都將原子核視為幾何學的點而忽略其大小。這種見解，就低能的入射α質點而言則可。當入射α質點的能量甚高時，由於此入射α質點更能接近靶核，在此種情況不宜再將靶核視為點狀，而應考慮其構造。於是高能質點被散射的情形，將異於拉塞福散射公式所示者，實驗結果確係如此，當高能質點進擊靶核時，被靶核散射於某一特定方向的質點數，與以拉塞福散射公式算出者不符，而有一差數。於此方面的實驗結果加以理論分析時，即得如次之結論：α質點或質子進擊靶原子核時，在起初進擊質點只受庫倫斥力作用，俟進擊質點行至距靶核 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 厘米之處時，又受一引力，此項引力在 10^{-13} 厘米之距離遠比庫倫斥力為大，因距離之增加而迅速地減小，超過$\sim 10^{-13}$ 厘米之距離即為零。此項引力很顯然不是電力，當然更不會是萬有引力(*universal gravitation*)，今日衆稱之為核力(*nuclear force*)，是為另一型之力。核力之作用距離通稱為作用半徑，此半徑之數量級約為 10^{-13} 厘米。核之大小可以此半徑來描述之

，因此在今日均以此半徑作爲核的半徑。

α質點或質子等質點對核之位能曲線，如圖10—80所示，在r甚大之範圍核力爲零，只有庫倫斥力，因而在此範圍位能曲線在橫軸上爲雙曲線之形式。反之，在甚小之距離，核力比庫倫斥力特爲顯著，則迅速地增大，以致位能改變符號，於是位能曲線卽迅速的下降，而形成一個其底部係處在能量爲負值之區域的位能阱（*potential well*）。由於核力特別與距離相關連，此深阱之障壁可視爲鉛直者，圖10—80所示的位能阱當爲一近似圖。

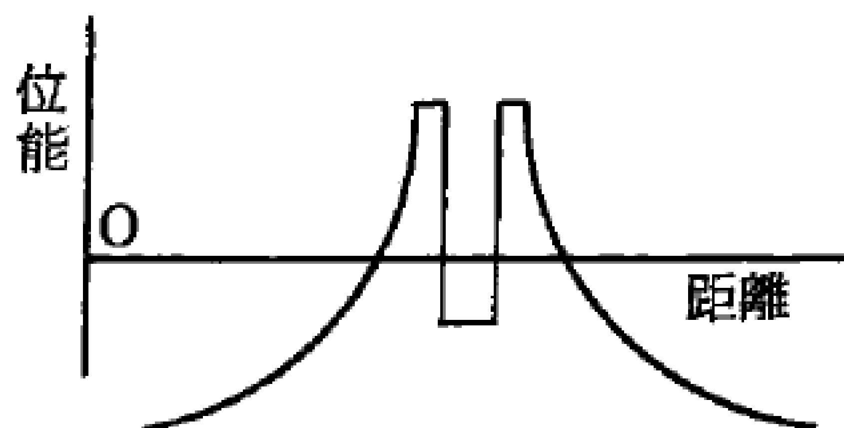


圖10—80

有數種方法可用以決定核之大小，茲分述如下：

1.由α蛻變壽命之求法——有些重原子核施行α蛻變，根據α蛻變之理論，進行α蛻變的核之壽命與α質點逸出核時之動能有關，亦與該核之位能障壁高度有關。此位能障壁高度

$$B=\frac{zZe^2}{R} \qquad (1)$$

與核力作用距離有關。於是從作α蛻變的核之壽命及逸出核外α質點所具能量之測定，吾人卽可推定原子核之半徑。

2.由質子或α質點感召的核反應之求法——質子或α質點欲使核起反應，此進擊質子或α質點必得穿過核之障壁進入該核內。在實驗上如能求出進擊質子，或α質點對該核之障壁的透過係數（*transmission coefficient*），依隧道效應（*tunnel effect*）之透過係數公式，卽可求出原子核半徑。關於α質點或質子對核障壁之透過係數，在實驗上係以中子感召的核反應量，與質子或α質點感召的核反應量之比較來加以決定。

3.由鏡像核結合能差之求法——如$^{15}_{7}N$與$^{15}_{8}O$二核般質量數相同

僅原子序數 Z 差 1 的核，可視爲該核內一個質子被一個中子替換者，如此一對核稱爲鏡像核（*mirror nuclei*）。如此一對核之構造，可認爲極相似者。於是此二核能差可視爲全在質子之電荷。由是若假定質子均勻地分佈於半徑爲 R 之球內，則（$Z+1$）核與 Z 核間電能差卽爲（$5/6$）Ze^2/R。在另一方面，此種鏡像核之能差，可從此二核中之某一核蛻變爲此二核中另一核時放出來的 β 質點之能量，估計之，從而卽可決定原子核之半徑。

根據上述諸方法求得的 R 可寫作：

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}} \qquad (2)$$

之形式，此處之 $r_0 = 1.5 \times 10^{-13}$ 厘米。嚴格言之，r_0 値因核而有極微之變易。

核障壁高度，由（2）式代入（1）式，尙可寫作：

$$B = \frac{zZe^2}{1.5 \times 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}} = \frac{(4.8 \times 10^{2})^2 zZ}{1.5 \times 10^{-13}\ A^{\frac{1}{3}}} \text{爾格}$$

$$= 0.96\ zZA^{\frac{1}{3}} \text{ 百萬電子伏特}(MeV)$$

從（2）式可得核的體積，卽

$$\frac{4}{3}\pi R^3 = \frac{4}{3}\pi r_0{}^3 A$$

卽核的體積與質量數 A 成正比，此指 1 個核子的平均體積爲一定。此項事實可以核力之特性，卽核力不能作用至遠方與核力有飽和性。

【核之自轉】（Rotation of nucleus）

光譜之二重線、三重線或多重線之精細構造，對於此等光譜精細構造，由考慮電子自轉而能獲得圓滿的解釋，逼使我們相信電子本身具有自轉。例如鈉之二重線 D_1 及 D_2，D 線係因鈉原子狀態由 $3p$ 能階變至其正常狀態而射出的譜線。

若考慮電子之自轉，能階圖上之 $3p$ 能階卽分離爲兩項，一爲

$3^2P_{1/2}$而另一則爲$3^2P_{3/2}$，其正常狀態仍爲單項，如圖 10 — 81(a)所示。$3^2P_{1/2}$與$3^2S_{1/2}$間之轉移即發射D_1線，$3^2P_{3/2}$與$3^2S_{1/2}$間之轉移便發射D_2線，故D線係由D_1與D_2所構成之二重線。此二線之相隔距離約爲 6 Å，所以只有在作精密測定時才能測得D線之二重性。如作更精密的分光分析，據近年的實驗結果，D_1線與D_2線亦均具成分線，D_1線係由間隔爲 0.023 Å之二線所成，D_2線係由間隔爲 0.0021 Å之二線而成，此項分歧較D_1線與D_2線相隔距離約小300倍，如是分歧將形成光譜線之超精細構造。

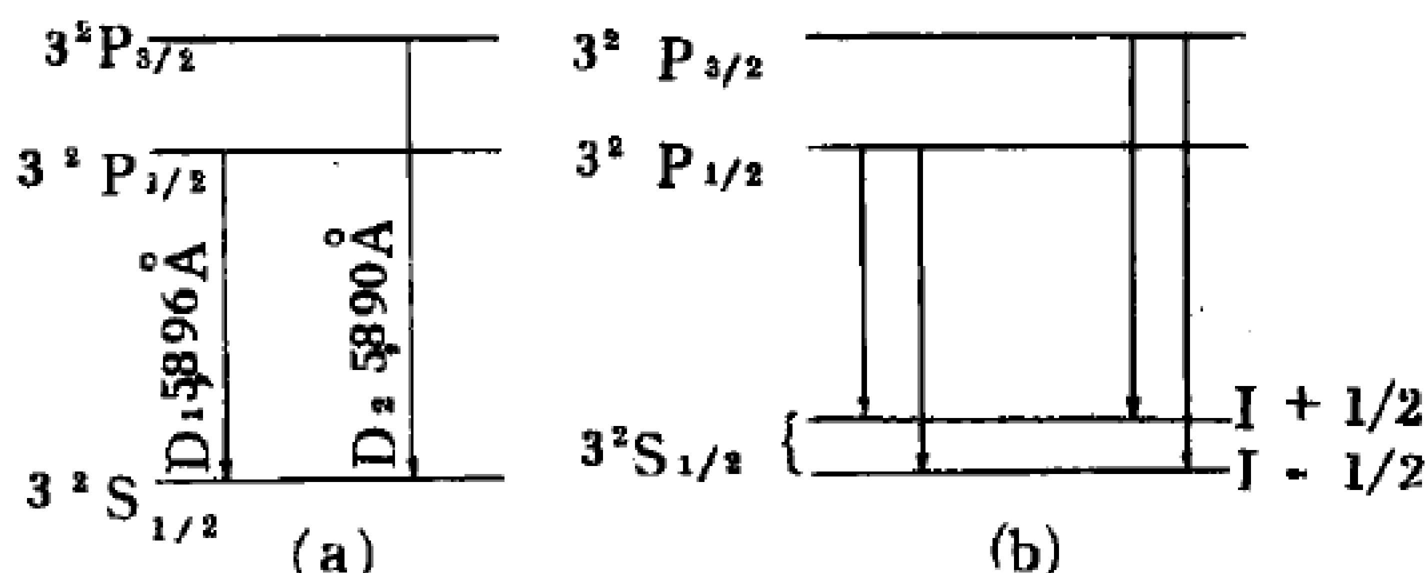


圖 10 — 81

光譜之超精細構造，顯然不能以電子自轉加以闡述，蓋因電子自轉只能用之說明鈉 $3p$ 能階可分解爲$3^2P_{3/2}$及$3^2P_{1/2}$，而依此以解釋其二成分線D_1及D_2之出現。在此除考慮電子軌道角動量及電子自轉角動量之外，倘再考慮核自轉，即可予光譜之超精細構造以解釋。茲解釋之如次：鈉之正常狀態的軌道角動量爲零（ S型狀態），電子自轉角動量爲$\frac{1}{2}$，核自轉角動量大小現以未知數I代表之。事實上，I是核自轉角動量之量子數，其角動量大小爲$\sqrt{I(I+1)}\hbar$，然爲簡單計通常以I稱之。往後以F表示原子之總角動量，當然核之自轉角動量亦在其內。根據量子力學，原子之總角動量可根據向量模型計算之。於是在鈉之正常狀態，因電子之角動量爲$\frac{1}{2}$，故其總角動量F爲$I+\frac{1}{2}$或爲$I-\frac{1}{2}$。結果，因計入核之自轉，正常能階而分解爲量子數$I+\frac{1}{2}$及$I-\frac{1}{2}$兩個分能階，如圖 10 — 81所示。按理受激能階$3^2P_{1/2}$亦可分解爲兩個分能階，然因其分歧遠小於正常能階之如此分歧（根據精密之測定結果，能

階 $3^2P_{1/2}$ 之分歧約爲正常能階 $3^2S_{1/2}$ 者之 $\frac{1}{10}$ ），故可以免計之。於是，如圖 10 — 81(*b*)所示，*D* 線之成分線之超精細構造得以說明。

從此吾人須要求 I_0。 此可根據光譜線強度定則推定之，光譜線強度定則爲：某一線之諸成分線間之強度比，係等於其分能階在磁場中所生分項數之比。茲舉一例，*D* 線之二成分線 D_1 及 D_2 分別產生於 $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ 及 $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ 之轉移過程，$3^2P_{1/2}$ 及 $3^2P_{3/2}$ 二分能階在外磁場中所生的分項數分別爲 $2j+1=2\times\frac{1}{2}+1=2$ 及 $2\times\frac{3}{2}+1=4$，故其成分線之強度比爲 4：2＝2：1。觀測結果確是如此。

^{23}Na 核之自轉角動量大小可如次求之，其 D_1 線之二成分線係因其狀態由分能階 $3^2P_{1/2}$ 轉移至 $3^2S_{1/2}$之二分能階（$I-\frac{1}{2}$，$I+\frac{1}{2}$）而生，在此種情況分能階在磁場中之分裂數當爲 $2F+1$，然因 $F=I\pm\frac{1}{2}$，故 D_1 二成分線之強度比，根據上述可寫爲

$$\frac{2\left(I-\frac{1}{2}\right)+1}{2\left(I+\frac{1}{2}\right)+1}=\frac{2I}{2\left(I+1\right)}$$

$I=\frac{1}{2}$時此比爲 1：3，$I=1$時此比爲 1：2，$I=\frac{3}{2}$時此比爲 1：1.67 及 $I=2$ 時此比則爲 1：1.5。根據測定，^{23}Na 之 D_1 成分線之強度比爲 1：1.7。由此即可推出 ^{23}Na 核之自轉 I 爲 $\frac{3}{2}$。

其他原子核之自轉亦可依此法，即由光譜超精細構造之研究來加以決定。

【核之電矩】（ Electric moment of nucleus ）

如果核之正電荷係按球對稱性（ *spherical symmetry* ）分佈，對於較遠距離，核之作用則如同點電荷者，其電場當然亦爲球對稱。然而，今日有許多實驗結果顯示核電荷之分佈並不是完全的球對稱性

，對球對稱性尚有極小之偏差。若將此等精確的實驗結果加以仔細的分析，即知核電荷之分佈爲略異於球之廻轉橢圓體之形式。根據靜電學，在較遠處（與電荷系大小相比）之一電荷系的電位（*potential*）ϕ，可展開爲一級數，即

$$\phi = \phi^{(1)} + \phi^{(2)} + \phi^{(3)} + \cdots\cdots$$

此處之 ϕ^{n} 與 $1/r^{n}$ 成正比，r 爲向徑之大小。第一項相當於全電荷聚集於核心時之庫倫型電位，第二項爲偶極子（*dipole*）之電位， 第三項之位能通稱爲四極子（*quadrupole*）之電位，第四項以下則相當於更高次之多極子之電位。電荷系爲完全之球對稱時，此級數中只有第一項不等於零。當它脫離球對稱性時，就一般言，其第二項及其以下之項亦不等於零。不過，電荷系之電荷的分佈爲廻轉橢圓體之形式時，第二項以下諸項中只有第三項不爲零。即一電荷系具廻轉橢圓體形式之對稱性時，其電場中之電位，可以點電荷之庫倫型電位與四極子之電位的和表示之。在此，後者當然可視爲前者之修正項。根據計算，廻轉橢圓體型之電荷系的四極電矩 Q 爲

$$Q = \frac{2}{5} \cdot \frac{\rho V}{e} (a^2 - b^2)$$

a 及 b 分別爲廻轉橢圓體之半長軸及半短軸，ρ 爲電荷密度，V 爲其體積。就帶電荷 Ze 之核而言，因 $\rho V = Ze$，故其 Q 可寫作：

$$Q = \frac{5}{2} Z (a^2 - b^2)$$

如此式所示，四極電矩具厘米^{2}之因次， 其大小係示該系脫離球對稱性之數量級，$a = b$ 時 $Q = 0$，$a > b$ 時 Q 爲正，$a < b$ 時 Q 爲負，尚有一點應加以注意，只有核之自轉 I 等於 1 或大於 1 之情況 Q 才不爲零，此事實可以量子力學（*Quantum mechanics*）證明之。

由上述可知，吾人如能測出原子核之四極電矩，即可推定該原子核

之形狀，故四極電矩之測定在核物理中，至爲重要。

【核之磁矩】(Magnetic moment of nucleus)

帶電之質點有角動量時必伴以磁矩，由此，可以預料原子核必具磁矩，電子因其$\frac{1}{2}$之自轉而具相當於1波爾磁元(*Bohr magneton*)之磁矩M_0，即

$$M_0 = \frac{eh}{4\pi m_0 c} = 9.273 \times 10^{-21} \text{爾格/高斯} \qquad (1)$$

因爲質子具與電子相同的電荷及自轉，故在此先假定質子之磁矩公式亦爲(1)式之形式，即

$$\mu_0 = \frac{eh}{4\pi m_p c} \qquad (2)$$

但(2)式中之m_p爲質子的質量，(2)式所示的磁矩常用作核磁矩之單位，而稱之爲核磁元(*nuclear magneton*)，常以μ_0示之。因爲核磁元之公式中含有質子的質量，故1核磁元爲1波爾磁元之1/1,836.5，即

$$\frac{\mu_0}{M_0} = \frac{m_0}{m_p} = \frac{1}{1,836.5}$$

因爲核磁元如此之小，故核磁矩之直接測定實爲一難題。

如果質子遵循如狄悅克(*Dirac*)電子理論般之理論，則上述之假定將無可懷疑，然因至此尚不知質子是否遵循狄悅克理論，故吾人宜從另一方面，求質子之磁矩。

茲以I及μ分別表示核之自轉及磁矩，μ可寫作：

$$\mu = g\mu_0 I$$

此處之g稱爲原子核g因數(*nuclear g-factor*)，它可爲正值亦可爲負值。

核磁矩之測定方法有數種，計有光譜之超精細構造分析、分子線分析、磁共鳴等方法，無論何種方法均係利用其磁矩與磁場間之相互作用

。當磁矩爲μ之核被置於強度爲H之磁場中時，由二者之相互作用而生的位能U爲

$$U = -\mu \cdot H$$

$$U = -\mu H \cos(\mu, H)$$

由量子力學中之角動量的關係，$\cos(\mu, H) = m/I$，故得

$$U_m = -\frac{\mu H}{I} m \qquad (3)$$

因容許的m值共有（$2I+1$）個，即$I, I-1, I-2, \cdots\cdots -I$，故核之能階因磁場之作用而分解爲（$2I+1$）個，如（3）式之分能階。磁場$H$，在光譜之超精細構造之情形，係由核外電子所生；在其他情形，係經人工自外方加入者，二相鄰分能階之間隔爲$\mu H/I$，而與$\hbar\omega_L$相等，ω_L爲μ在磁場H中作拉莫爾進動（*Larmor precession*）時之角頻率（古典論）。於是，在H之外如再加一角頻率爲ω之振動磁場，當使$\omega = \omega_L$時，即起共鳴作用，可導致μ改向，就量子力學而言，相當於I之成分m及m'二分能階之能量差$U_m - U_m'$等於$\hbar\omega$時，即

$$\hbar\omega = \frac{\mu H}{I} |m - m'| \qquad (4)$$

時，由於能量狀態之轉移而致μ變向。$m - m' = \pm 1$情形之ω，如能得知，由此可得μ/I之數值，從而得知g值。此時若以測定I之方法求出I，由方述的關係而可求得μ。

以上所述係針對原子核而未考慮核外電子，因此上述者不能直接應用於實際情形，蓋因在實際情形原子或分子之核多爲電子所陪伴。然因核外電子所施的影響可以計算求之，故其原理依然相同。雷比（*Rabi*）和其同伴，將上述原理極巧妙地應用於分子線，曾獲得許多重要的實驗結果。圖 10—82係示其裝置之圖式。由爐S之加熱而產生的分子線（或原子線），通過狹縫後進入H及$\frac{\partial H}{\partial y}$均爲強大之不均勻磁場$A$，自

A射出來的分子線經均勻磁場B，而進入不勻磁場C。在磁場C，$\frac{\partial H}{\partial y}$之方向恰與$A$者相反，因而，在磁場$C$中分子線之彎曲方向與在$A$磁場者相反，在$B$尚未有動作時若給$A$與$C$加以適當之調節可消去彎曲。當達到此種情況時若以$B$加以均勻磁場$H$，並在與此成垂直的方向施以高頻率振動磁場，在

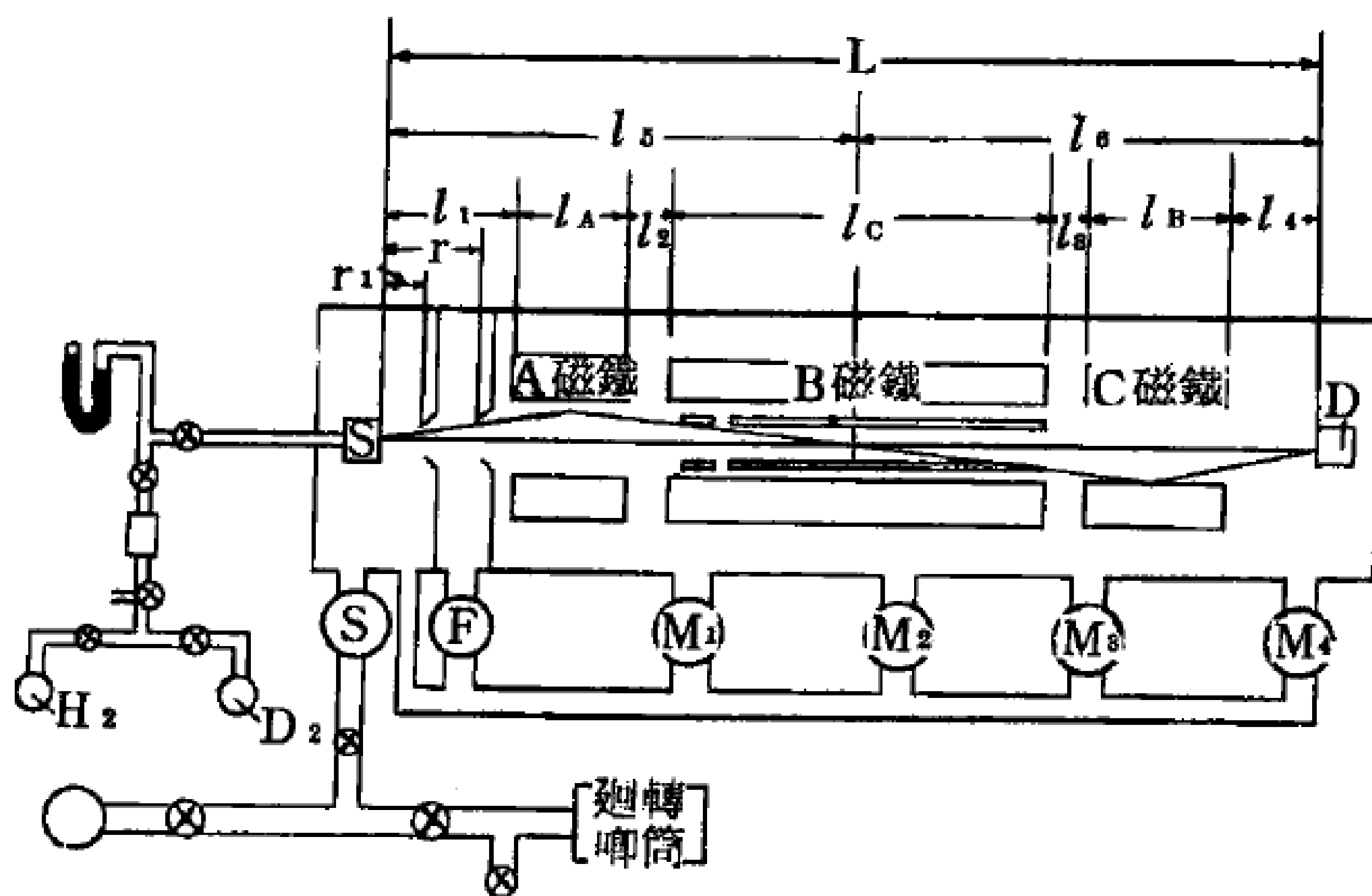


圖 10 — 82

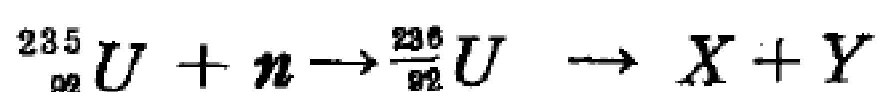
均勻磁場H與振動電場之角頻率ω滿足（ 4 ）式時，磁矩即在B內改向，進入C時便產生與先前不同之彎曲，因而不能再進入檢驗器D，如此可測出原子核的磁矩。

最近這方面的實驗，多不採用分子線，直接以氣體或液體實驗之，而將被測物質之範圍擴大。下表係示一些輕原子核之磁矩之實測值，表中加列各核之自轉。

Z	A	核	I（h）	μ（核磁元）
0	1	n	1/2	-1.91280 ± 9
1	1	^1H	1/2	$+2.79255\pm0$
1	2	^2D	1	$+0.857348\pm3$
1	3	^3H	1/2	$+2.978635\pm28$
2	3	^3He	1/2	$(-)\ 2.177414\pm3$
3	6	^6Li	1	$+0.82189\pm4$
3	7	^7Li	3/2	$+3.25586\pm11$

【核分裂】(Nuclear fission)

自然過程的核分裂是很少的(已相信 ^{238}U 以大約爲 10^{16} 年的半衰期作自然分裂),一般產生人工分裂的方法是把核激發,分裂一重核所需之低限或最小催化能爲 4 MeV 到 6 MeV,產生分裂最有效的方法之一是利用中子捕獲(*capture*),在某些情況捕獲之中子的束縛能,足以使激發核而超出低限能量,因而分離成兩個碎片,例如,核 $^{235}_{92}U$ 就是如此,其在捕獲一個慢(或熱的)中子後產生分裂,此過程可表爲



$$^{235}_{92}U + n \rightarrow {}^{236}_{92}U \rightarrow X + Y$$

式中 $^{236}_{92}U$ 是當 $^{235}_{92}U$ 捕獲一中子時所生成之激發核。

對其他核而言,欲產生分裂,除了束縛能外,中子必須具有一些動能,其數量級爲 1 MeV, $^{238}_{92}U$ 即是如此, 其只在捕獲一快速中子後才分裂;有這種不同的情況發生,就是因爲核的某些不同結構,核 $^{235}_{92}U$ 是偶數 - 奇數者,有 143 個中子,而當捕獲一中子時,變成一偶數 - 偶數核 $^{236}_{92}U$;捕獲的中子與 $^{235}_{92}U$ 的最後奇數中子耦合,而釋出大約 0.57 MeV 的額外耦合能。另一方面, $^{238}_{92}U$ 是一偶數 - 偶數核,有 146 個中子,已全部耦合,當捕獲一中子時就變成偶數 - 奇數核 $^{239}_{92}U$ 而不產生額外之耦合能,同理, $^{239}_{94}Pu$ 有 145 個中子,在捕獲慢中子後產生分裂。

圖 10 — 83 描繪假想之核分裂機構(*mechanism of fission*)。考究一核,其平衡形狀爲球形,如圖 10 — 83(*a*)所示,若作適當激發,可產生集合振動,當激發能低時,球形周圍之振盪就不大,所以在達最大的變形時,核變爲橢球形,如圖 10 — 83(*b*)所示,一旦激發能以輻射的形式釋出,核就恢復其平衡形狀,因此此過程是爲一輻射中子捕獲。當激發能較大時,

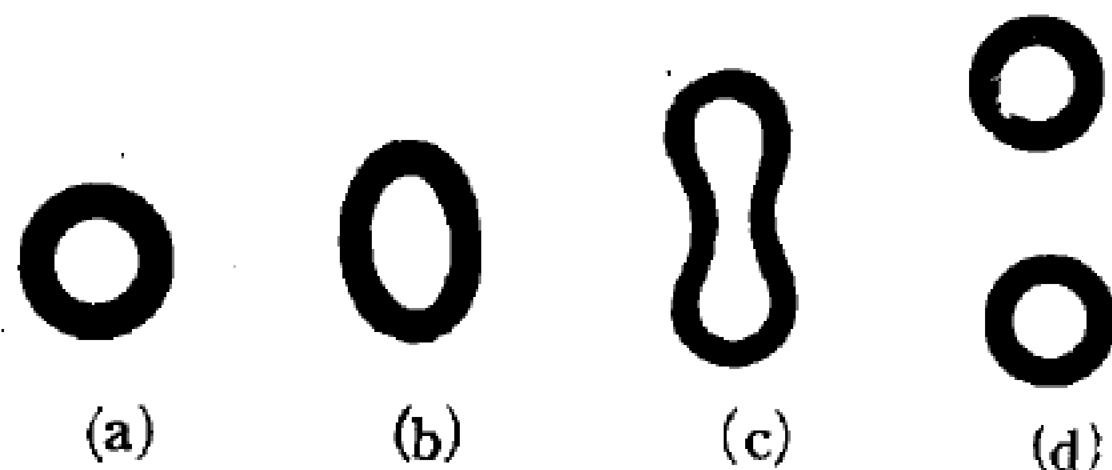


圖 10 — 83
一核依激發能所產生之變形

核的變形更大，如圖 10 — 83(c)所示，即使在這種情況下，經輻射除去其激發後，還有可能恢復到原來形狀，但若激發能足夠大，則變形太大，二半之間的電推斥比短程的核交互作用要大，則核繼續變形到分成二碎片，如圖 10 — 83(d)所示的可能性比回至球形的可能性大，終致產生分裂。

分裂之所以爲實際應用之一很重要過程，就是因爲它的兩個性質：一是在分裂中釋出中子，另一是在分裂中釋出能量。

可由下面的論理法知道爲何在分裂中會釋出中子，對較重的核而言，如鈾，中子與質子的比爲$N/Z\sim1.55$，當然此將是生成碎片的大約比值，但對中質量之穩定核而言，比值爲$N/Z\sim1.30$，此意即生成碎片有很多中子，而它們就是β^-放射，事實上鈾分裂就是產生β放射性同位素的方法之一。然而中子過剩甚多，以致分裂時就有一些中子釋出，每次分裂時釋出中子的平均數大約爲 2.5 。

在核分裂中所釋出之能量可由每個核子之束縛能看出，對一重核而言，其每個核子之束縛能大約是 7.5 MeV，但對中質量之核而言，相當於二碎片，每個核子之束縛能大約是 8.4 MeV，結果每個核子增加之束縛能約爲 0.9 MeV，或一鈾核中所有核子總共約 200 MeV，此即爲在一鈾原子分裂中所釋出能量之大小的數量級，釋出之能量變爲碎片之動能、釋出中子的動能及蛻變產物（即電子及微中子）的動能，此蛻變產物係來自放射性碎片之貝他衰變及電磁輻射。因在貝他衰變中發射之微中子，正常情形是從發生分裂的物質中脫離，故每個原子大約只能保留 185 MeV，此一能量仍比一化學反應中釋出之能量（數量級爲每個原子 3 到 10 MeV）要大。

【核分裂能】(Energy of nuclear fission)

如欲概略計算核分裂時釋放之能量，可考慮將 $^{236}_{92}U$（$^{235}_{92}U+n$ 的生成物）分成質量都爲 118 的兩相等碎片，$^{236}_{92}U$ 中每一核粒子的束

縛能約爲 7.5 MeV，而在 $A\simeq 118$ 的原子核中，每一核粒子的束縛能約爲 8.4 MeV， 原子核的總束縛能爲核粒子結合成原子核時所釋放的能量，根據這個緣故，當鈾原子核分裂時所釋放的能量，應爲 $^{236}_{92}U$ 之總束縛能與兩質量爲 118原子核的總束縛能和之差，因此：

$E_f=$ $^{236}_{92}U$ 的總束縛能 $-2\times$（$^{118}_{46}M$ 的總束縛能）

$E_f=(236)(-7.5)-2(118)(-8.4)=210\,MeV$

雖然這僅爲一概略之計算，而事實上由實驗所得之分裂能量值，約爲 200 MeV， 此值與之相當接近。由於這種核分裂可釋放大量的能量，故核分裂過程成爲非常重要的動力來源。

此種劇烈的反應過程卽包含如此大量的能量，故推測此反應過程可能較僅分裂成兩相等部分的簡單過程爲複雜。事實上，在分裂時除放射 γ 射線外，尙發射數個中子。鈾的 n/p 比值較由分裂生成之穩定原子核的 n/p 比值大很多， 故在初期分裂形成的破片裏會有甚多過剩的中子，並且常需經過多次的負貝他衰變步驟，才會達到一穩定的 n/p 比值，分裂中釋放的總能量變爲分裂生成物及中子的動能，分裂過程中發射的 γ 射線的能量及放射（負貝他）衰變的能量。下表爲分裂平均能量分佈的情形，包含 $^{235}_{92}U$ 與一熱中子。

分裂能量的近似平衡值

分裂生成物的動能	165 MeV
中子的動能	5 MeV
γ 射線能量	15 MeV
貝他衰變能量	9 MeV
總分裂能量	194 MeV

【核反應】（Nuclear reaction）

任何引起核蛻變（*nuclear disintegration*）者均稱爲核反應。如分裂（*fission*）、熔合（*fusion*）、中子捕獲（*neutron capture*

）或放射衰變（ *radioactive decay* ）。核反應與平常的化學反應有所不同，其相異點在於：化學反應時，僅有在原子核外圍之電子結構發生變化。核反應可直接或間接由其他核子或元素粒子輻射之照射或撞擊而產生。因此由粒子引發的核反應，在理論上可分成複核反應（*compound nucleus reaction* ）和直接反應（ *direct reaction* ）兩大類。

由核反應實驗所得結果，是研究原子核結構的主要方法。到現在爲止，大部分有關核結構和激發態的資料，都是由研究核反應的實驗得來的。實驗時以有足夠動能的粒子射束撞擊靶核，使它們發生交互作用，產生各種不同的粒子，然後測量這些粒子的能量和運動方向以及其他性質，以作爲研究的數據。

廣義的核反應常以

$$X + a \rightarrow Y + b \qquad (1)$$

表示之。X，a，Y及b，分別稱爲靶核（ *target nucleus* ），入射質點（ *incident particle* ），剩餘核（ *residual nucleus* ）及射出質點（ *emitted particle* ）。此反應亦可被簡寫爲$X(a, b)Y$。此處之入射質點，通常係利用質子或中子，但也可能爲氘核、α粒子等合成粒子（ *composite particle* ）。

（1）式表示一個靶核被一個質點a撞擊而變成另一核和一個質點b。在有些情況$a = b$及$X = Y$，意即靶核受到入射質點a之撞擊後，其內部狀態並無改變，僅其碰撞後之運動狀態有所改變，如此之碰撞過程又稱爲彈性散射（ *elastic scattering* ）。亦有時射出質點與入射質點相同即$a = b$，剩餘核Y即是處在受激狀態的靶核X，而射出質點的動能減少，其減少之量等於進入受激態之靶核的能量與它原有的能量之差，如此之碰撞過程通稱爲非彈性散射（ *inelastic scattering* ）。當入射質點a具甚高的能量時，它可撞進靶核內，使靶核放射一質點而爲另一種核（生成核）。此種碰撞過程即是尋常所說的核反應，乃是核反應

之狹義定義。往後提及核反應而未加聲明時，均指此種過程。如此之核反應，就一般核言，在入射質點之能量爲 20 *MeV* 以下之低能量區域即可以發生。當入射質點之能量更高時，靶核將放射許多個質點或裂開爲幾塊，如此之核反應特稱爲核分裂（ *nuclear fission* ）。在此種反應過程，*b* 的質量幾乎等於核 *Y* 的質量。

由實驗結果，可知許多交互作用的不變性質，這種不變性（ *invariance* ）常與某種物理量的守恆律（ *conservation law* ）有連帶關係，而使波函數（ *wave function* ）有一定的對稱性（ *symmetry* ）。利用這些守恆律，有助於分析核反應和原子核的能態。下面列舉幾個在原子核物理內常見的守恆定律：

1. 動量守恆（ *conservation of momentum* ）——任何孤立的力學系統均遵守此守恆定律，這是最主要的動力學守恆定律之一。就量子力學的觀點，動量的守恆是由於漢彌頓函數（ *Hamiltonian function* ）（或任何物理定律）經平移變換後仍保持不變之故。

2. 質能守恆（ *conservation of mass-energy* ）——此守恆定律與漢彌頓函數對時間的不變性有關，動量守恆和質能守恆合組成一個四向量動量守恆定律。在這種形式中，一孤立系統的漢彌頓函數在時空四維坐標系中經平移變換後不變。

3. 角動量守恆（ *conservation of angular momentum* ）——角動量包含軌道角動量和自旋角動量，這與孤立系統的漢彌頓函數對坐標系的轉動之不變性有關。

4. 電荷守恆（ *conservation of electric charge* ）——在任何核反應的前後，電荷的代表和不改變，這種對稱與規範不變性有關。

5. 宇稱守恆（ *conservation of parity* ）—— 這是由於漢彌頓函數對空間坐標的符號改變有不變性，當整個系統的波函數爲空間坐標的偶函數或奇函數，則此系統有偶性（ + ）或奇性（ − ）宇稱。通常在

核反應中各粒子有一定的宇稱，這些粒子本身的宇稱再與粒子間軌道角動量的宇稱合起來，就成了整個系統的宇稱。通常的核反應，宇稱都是守恆的，但在弱交互作用中，宇稱性並不守恆，貝他衰變就是一例。

6.同位旋守恆（ *conservation of isotopic spin* ）——實驗顯示核子間的交互作用或核力與核子的型別無關，即漢彌頓函數對核子的電荷有不變性，或在同位旋空間中對坐標軸的轉動有不變性。

7.核子數守恆（ *conservation of nucleon number* ）——即不能創造或毀滅核子，核子數目（減去反核子後）保持不變，在通常的核反應均遵守這一項守恆定律。

歷史上第一個核反應，係為拉塞福（ *Rutherford* ）於 1919 年所發現。拉塞福曾以 α 質點打擊氮核 $^{14}_{7}N$ ，而發現了一快速質子從此靶核射出，此項反應可以次式



$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad (2)$$

表示之。此式所示者，即一個氮核受到一個 α 質點的撞擊而產生一個氧核和一個質子。（ 2 ）式中之 $^{14}_{7}H$ 相當於 X ， $^{4}_{2}He$ 相當於 a ， $^{17}_{8}O$ 相當於 Y ， $^{1}_{1}H$ 相當於 b 。

頗具歷史意義之另一核反應，乃是由人工加速至高速之質子撞擊 $^{7}_{8}Li$ 核之反應。此反應之結果產生了兩個 α 質點，於是此反應可寫作



$$^{7}_{8}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow 2\,^{4}_{2}He \qquad (3)$$

在平常之化學反應，須討論分子變換問題，即討論複雜分子分解為更簡單的分子，或將簡單的分子合成為複雜的分子，並討論參與反應之諸分子間原子之調換。然在此情況，於反應前後元素之物質組成並無變易。例如由氫與氧之化合製造水時，其反應方程式為



$$H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow H_2O \qquad (4)$$

此方程式之右側的元素與其左側者相同，此示化學反應只涉及圍繞原子

核的電子，而未改變參與反應的元素。事實上，原子核反應才爲改變元素者。即原子核反應以物質之根本變換爲問題。於是，化學反應與核反應相異點主要在前者以由原子或分子組成之化合物，而後者以由質子及中子組成的原子核爲對象。是以此二種反應除了以原子核替代化學的化合物外，對於描述反應的關係，一般可用相同形式之寫法，在特性上殆爲相同。

在化學反應中，有些反應需要能量的加入，以發動反應的進行。而也有些反應，則有能量之放出。因而在討論化學反應時，引用吸熱的（*endothermic*）和放熱的（*exothermic*）兩個術語，以區別化學反應爲吸熱型或放熱型，以及描述各該過程所需或放出之熱能。

核反應一如化學反應，在有些情況向外放能，在有些情況吸收能量。按慣例，第一型之核反應稱爲放熱型，第二型之反應稱爲吸熱型。第一種情況之反應能（*reaction energy*）Q爲正，第二種情況之Q爲負。實則，化學反應與核反應之基本上的不同，則在核反應能遠較化學反應能爲大。例如，由1克分子氫（2克）與$\frac{1}{2}$克分子氧（16 克）製造1克分子水（18克）時，約放出 70 仟卡熱量。核反應能，就（2）式及（3）式之核反應而言，前者爲$-1.13\ MeV$（吸熱型），後者爲$17.25\ MeV$（放熱型）。此二核反應能之數字不能與水生成熱相比，一因其單位不同，又因參與反應之物質亦異。化學反應能，常以1克分子物質來定義。核反應能，通常係以1個入射質點與1個靶核在碰撞過程中所放出或吸收的能量表示之。若想比較二者之數字，宜將二者之Q改爲同量同單位之值。就1克分子物質（在此情況，宜稱爲1克原子）言，（2）式之反應能Q之絕對值則爲

$$Q = 1.13 \times 1.6 \times 10^{-6} \times 6.02 \times 10^{23} = 1.09 \times 10^{8}\ \text{爾格}$$
$$= 2.61 \times 10^{7}\ \text{仟卡}$$

在此項核反應，1克原子之質量總和亦爲18，故可使化學反應（4）

式之Q的絕對值與核反應（2）式者相比較。由比較可知，後者之Q的絕對值約大400,000倍，此顯示化學反應與核反應間之關係的特徵。又（3）式之核反應能若就1克原子（7克Li＋1克H）言，則爲

$$Q = 17.25 \times 1.6 \times 10^{-6} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ 爾格}$$
$$= 4.06 \times 10^{8} \text{ 仟卡}$$

此項能量若就18克言，經換算則爲

$$4.06 \times 10^{8} \times \frac{18}{8} = 9.15 \times 10^{8} \text{ 仟卡}$$

此約爲10億仟卡，而18克水在生成之際只不過放出70仟卡。

【核反應方程式】（Equation of nuclear reaction）

在核子化學中說明反應的方程式，是仿照普通化學的標示法來表示的。化學元素的代號是相同的，不過在化學代號的左下角，用數字以代表這元素的原子序數（*atomic number*），例如$_{8}O$，便表示原子序數爲8的氧。加在化學代號左上角的整數爲這元素的質量數（*mass number*）或原子量（*atomic weight*），例如^{17}O，便表示原子量爲17的氧同位素之一種。

原子序數代表帶正電荷的原子核中之質子數，而質量數是核內中子數和質子數加起來的和。

於是氫元素因爲是原子序數和原子量都是1，所以寫成$^{1}_{1}H$。氦元素的序數爲2，質量爲4，所以寫成$^{4}_{2}He$。以此類推，例如原子量爲17的氧同位素，便寫成$^{17}_{8}O$。

此外，正電子或正子（*positron*）是用$^{0}_{1}e$表示，e是電子的代號。若是中子（*neutron*），則用$^{1}_{0}n$來表示，n是中子的代號。因爲正電子和負電子的質量極輕，只有質子質量的1/1,837，實用上都忽略不計，所以在左上角的計數爲0；又因爲正電子和負電子相同，其荷電量是電荷的基本單位，所以在左下角的計數爲1，於是寫成$^{0}_{1}e$。

若爲負電子，則可以寫成 $_{-1}^{0}e$ 。至於中子，因爲它是不帶電的，所以在左下角的計數爲0；又因爲一個中子的質量是它的單位質量，所以在左上角的計數爲1，於是寫成 $_{0}^{1}n$ 。

下面的方程式表示拉塞福（*Rutherford*）的第一個原子撞破實驗的核反應： $_{7}^{14}N + _{2}^{4}He \rightarrow _{8}^{17}O + _{1}^{1}H$

柯克勞夫（*Cockcroft*）和沃耳吞（*Walton*）兩人，首先利用一道質子流成功地擊破了原子，其實驗式如下：



$$_{3}^{7}Li + _{1}^{1}H \rightarrow 2\,_{2}^{4}He$$

必須注意者，是反應式兩邊的上下數字必須永遠是平衡的。從鈹（*beryllium*）元素核中釋放中子的方程式像下面的寫法：



$$_{4}^{9}Be + _{2}^{4}He \rightarrow _{6}^{12}C + _{0}^{1}n$$

下面兩個方程式，上式表示中子捕捉（*neutron capture*）的過程，下式表示人造放射性（*artificial radioactive*）的顯現：

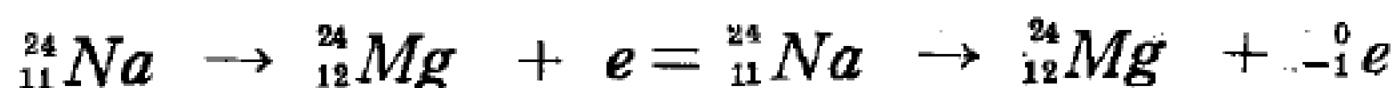


$$_{11}^{23}Na + _{0}^{1}n \rightarrow _{11}^{24}Na$$



$$_{11}^{24}Na \rightarrow _{12}^{24}Mg + e$$

使元素上下角數字平衡的說法從何得來？若把帶有1單位負電荷的電子，想像爲帶有－1電荷而沒有質量的東西的話，則 e 可以寫成 $_{-1}^{0}e$ ，這方程式便可獲得平衡了。因爲下面的左右兩式的寫法是一樣的。



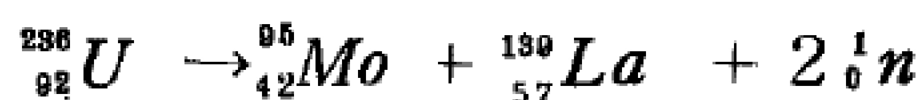
$$_{11}^{24}Na \rightarrow _{12}^{24}Mg + e = _{11}^{24}Na \rightarrow _{12}^{24}Mg + _{-1}^{0}e$$

在事實上，電子確有其質量。但是當我們把原子量以整數表示時，電子的極小質量，就小得不足重視了。

下面的方程式表示鈾－235分裂的例子：

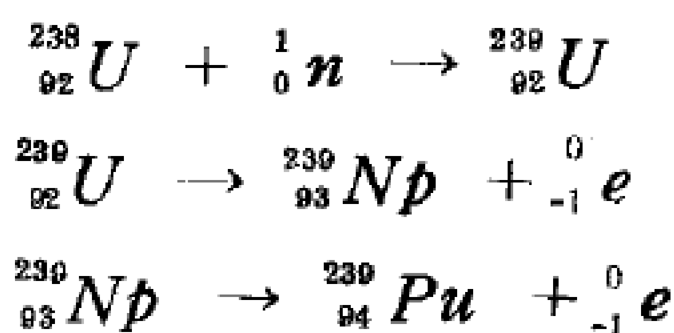


$$_{92}^{235}U + _{0}^{1}n \rightarrow _{92}^{236}U$$



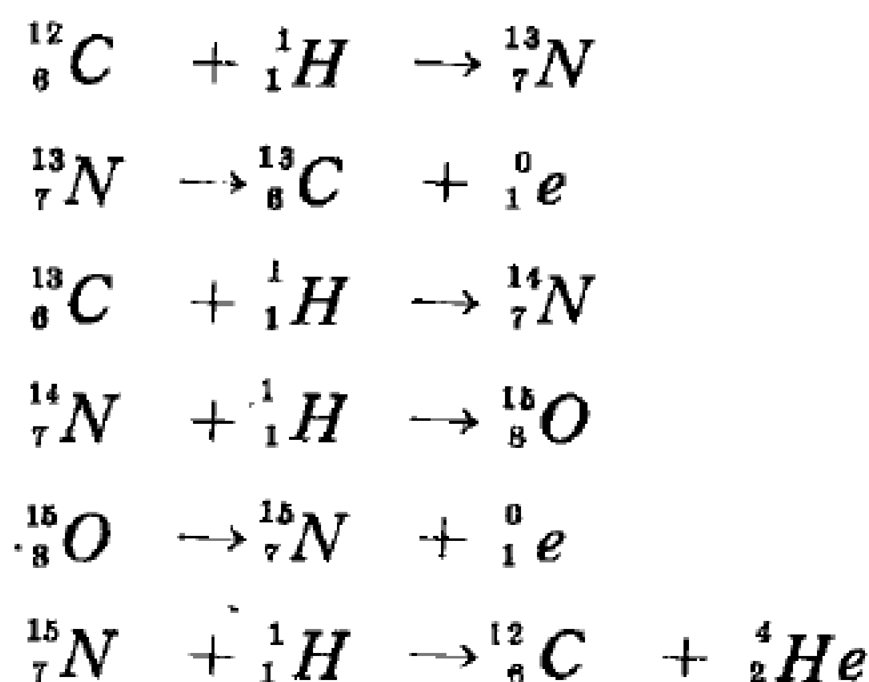
$$_{92}^{236}U \rightarrow _{42}^{95}Mo + _{57}^{139}La + 2\,_{0}^{1}n$$

鈽（*plutonium*）的產生如下列各式所示。代號 Np 表示錼（*neptunium*），Pu 表示鈽：



$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{92}U$$
$$^{239}_{92}U \rightarrow ^{239}_{93}Np + ^{0}_{-1}e$$
$$^{239}_{93}Np \rightarrow ^{239}_{94}Pu + ^{0}_{-1}e$$

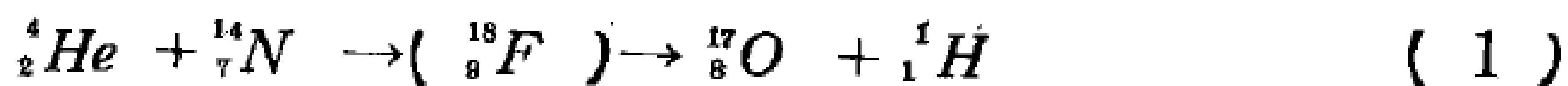
貝賽（ *Bathe* ）認爲太陽及星球中能量的釋放，係由於氫原子熔合成氦原子的結果，其轉變藉碳 - 12（ $^{12}_{6}C$ ）爲媒介，經過六個步驟如下：



$$^{12}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{13}_{7}N$$
$$^{13}_{7}N \rightarrow ^{13}_{6}C + ^{0}_{1}e$$
$$^{13}_{6}C + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{14}_{7}N$$
$$^{14}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{15}_{8}O$$
$$^{15}_{8}O \rightarrow ^{15}_{7}N + ^{0}_{1}e$$
$$^{15}_{7}N + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{12}_{6}C + ^{4}_{2}He$$

【核反應能】（ Nuclear reaction energy ）

天然放射性同位素皆不穩定，不斷自其原子核中放出 α 粒子、β 粒子而變爲他種元素，此種自動蛻變非人力所能支配。1919 年拉塞福首先發現穩定之原子核，能用人工方法使之蛻變，稱爲人工蛻變（ *artificial disintegration* ）。當時拉塞福以天然放射性元素放出之 α 粒子撞擊氮原子核而得氧之一種同位素（ $^{17}_{8}O$ ）同時放出質子（ $^{1}_{1}H$ ）。基於波爾（ *Bohr* ）於 1930 年之一項理論，此蛻變過程可分爲兩個步驟：首先氮原子捕獲 α 粒子後，形成一新“複核”（ *compound nucleus* ）再由複核分成一質子及氧 - 17 之原子。過程可用核反應式表之如下：

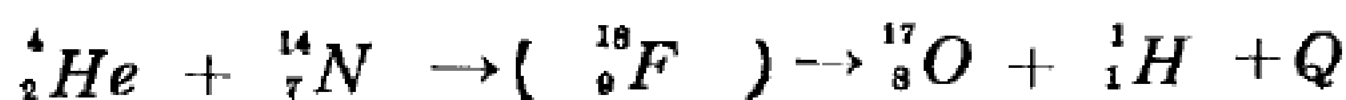


$$^{4}_{2}He + ^{14}_{7}N \rightarrow (^{18}_{9}F) \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad (1)$$

由上式可以看出，反應前後之電荷並未增減，質量數亦未變更。但原子之質量數並非原子之實際質量，細考此式前後產物，其質量之總和並不相同，故質量不滅定律在此已不能適用。1905年愛因斯坦（ *Einstein* ）創立質能互變之理論，謂質量爲 m_0 之物體，可轉變爲 m_0c^2 之能量，c 爲光速，即：

$$E = m_0 c^2$$

根據能量不滅原理，方程式（ 1 ）當寫作：



$$^{4}_{2}He + ^{14}_{7}N \rightarrow (^{18}_{9}F) \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H + Q$$

Q為核反應過程中吸收或放出之能量。如Q值為正則釋出能量，如Q值為負則吸收能量。Q稱為核反應能或蛻變能（ *disintegration energy* ）。是則Q應等於反應前與反應後各物質量差，以（ 1 ）式為例：

反應前之粒子質量	反應後之粒子質量
$^{4}_{2}He$ = 4.00388	$^{1}_{1}H$ = 1.00815
$^{14}_{7}N$ = 14.00755	$^{17}_{8}O$ = 17.00453
18.01143（ *amu* ）	18.01268（ *amu* ）

反應前後各物之質量差為：

$$\Delta m = 18.01143 - 18.01268 = -0.00125 \ (amu)$$

因 1 amu = 931.2MeV，故 $Q = -0.00125 \times 931.2MeV = -1.16 MeV$。

【核反應器】（ **Nuclear reactor** ）

在連鎖反應中所產生的巨大原子能，經一種裝置內精確的控制，可以導諸實用。這種裝置稱為原子反應器俗稱為原子爐，是核子工程上產生緩慢的原子核分裂連鎖反應（ *chain reaction* ）之一種特殊工具，也就是控制人工原子核蛻變過程於繼續不斷進行而產生能量的一種特殊裝置。在此反應器內每一秒鐘有億萬個的原子核被億萬個的中子撞擊而分裂，同時不斷地產生能量。原子反應器發展到今日，其型式大約有數百種之多，雖然它們在設計的細節上有些不同，但其控制原子核分裂連鎖反應的原理都是一樣的，其主要構造都具有共同的五大部分——爐心、緩速劑、控制器、冷卻劑和遮蔽層等。圖 10 — 84示壓水式反應器（ *pressurized water reactor* ）內部的主要部分，此反應器也是一種動力反應器（ *power reactor* ）。其構造如下述：

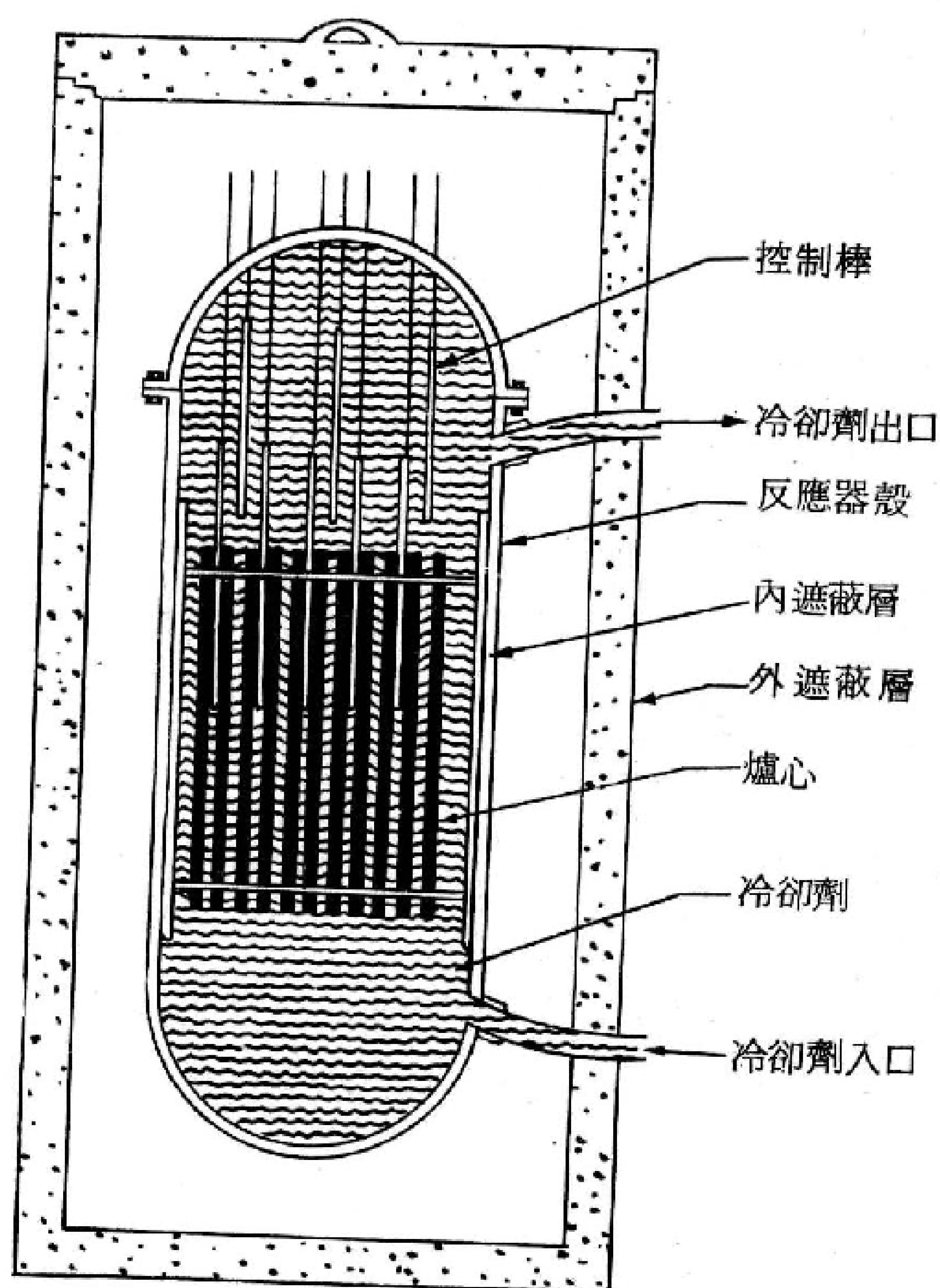


圖 10— 84　壓水式反應器

1. 爐心 (*core*) ——是由原子反應器產生原子核分裂連鎖反應的燃料元件 (*fuel element*) 結合而成的一個固定的形體。燃料元件是由燃料及特別材料如鋁、鋯等包在燃料外面製成的，形呈長條狀，外包材料是爲保護燃料不受冷卻劑的侵蝕，並增強傳熱作用。燃料的物質普通是含有鈾 - 235 或鈾 - 238 的可分裂材料，其他可分裂材料還有鈾 - 233 和鈽 - 239 等。鈾 - 235、鈾 - 233和鈽 - 239 可由慢中子或快中子分裂之，鈾 - 238 只可由快中子分裂之。

• 鈾 - 235 原子核受中子撞擊分裂時，約有 0.215原子質量單位的質量消失去，轉變爲能量。這些質量相當於 0.215 / 235 = 0.00091 或 $\frac{0.091}{100}$ 鈾 - 235 原子的原來質量，換句話說，一克鈾 - 235 的燃料在一次分裂反應中，有 0.00091 克轉變爲能量，相當於：

0.00091 克 × 25,000,000 仟瓦小時 / 克 = 22,600 仟瓦小時的能量，因一克物質可轉變成 25,000,000仟瓦小時的能量。故一磅 (

454克）的鈾－235可產生454 × 22,600 = 10,000,000（一千萬）仟瓦小時的能量，約可供應1,000個100瓦電燈達一年之久。

一個鈾－235的原子核平均每一次分裂約能生出2～3個中子，此新生的中子又繼續撞擊鈾核而再引起分裂，如此類推，連續不斷的分裂，卽是所謂的連鎖反應。但由鈾核分裂所產生的中子能量極高，速度極大（幾乎等於光速），一方面易於飛越器壁逸出，一方面也不容易引發另一次核分裂。爲防止此現象的發生，故必須設法減低中子的速度，以使高速的中子變爲慢速中子，因唯有慢中子才能與鈾－235原子核引起分裂作用。減低中子速度的任務，可由加入另一種材料來達成，這種材料稱爲緩速劑（*moderator*）。

2. 緩速劑——是由原子質量數甚低的原子所組成的。其對中子具有較低的吸收機率，很容易與中子碰撞，但不易吸收中子（圖10—85）。高速的中子遇此緩速劑後因碰撞而損失一部分的動能，速度因而降低。低速的中子被鈾核吸收後可再度引發分裂，使達成連鎖反應。常用有效的緩速劑有水、重水、石墨和鈹等。

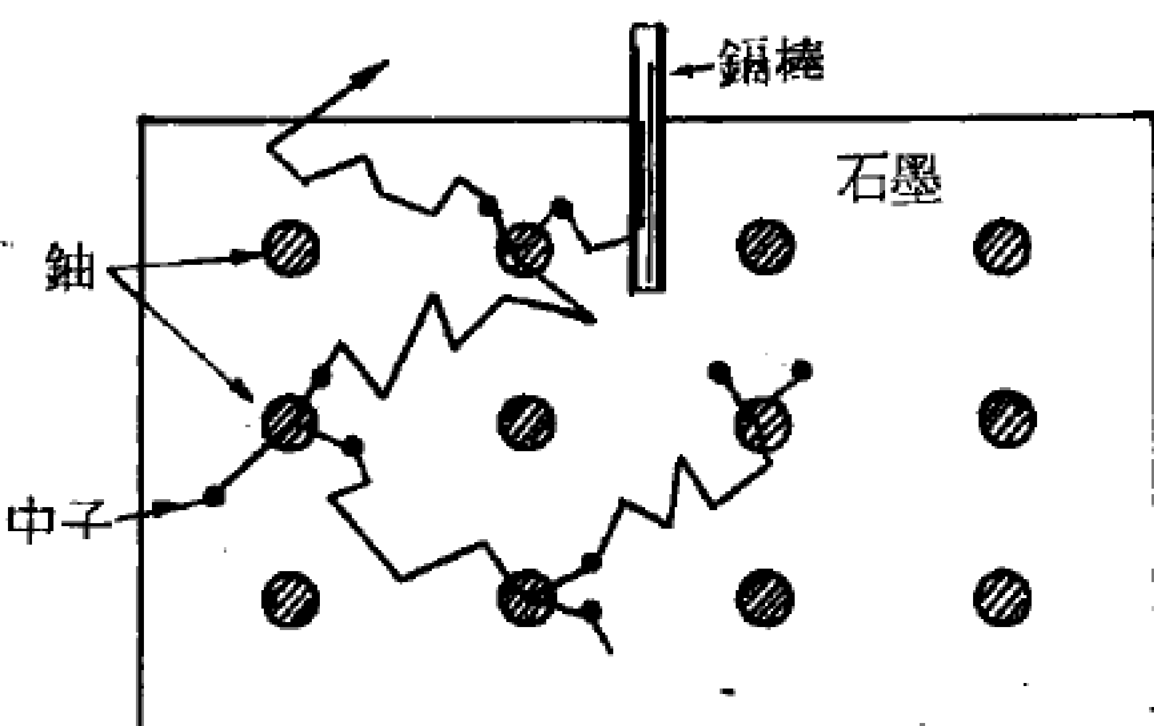


圖10—85
中子與緩速劑和控制棒碰撞情形

3. 控制器（*controller*）——是一個控制連鎖反應速度的裝置，它是由數個鎘棒（*cadmium rod*）或硼棒（*boron rod*）組成的。鎘和硼化學元素都是具有強烈吸收中子的材料，它們吸收中子猶如海綿吸收水點一般的容易，這些材料製成棒狀或板狀插入爐心的鈾片間（圖10—85），可以吸收自鈾核分裂出來的中子而使連鎖反應減慢或完全停止。如果抽出鎘棒少許，連鎖反應又可恢復進行或加速。這種藉鎘棒插入或抽出的調節，可使反應器反應進行的快慢達到所希望的程度，所以

控制器在反應器中的作用就像是汽車的調速器一樣。圖 10 — 85示中子在鈾核與鎘棒間的碰撞情形。假如每鈾核吸收一中子分裂產生二個中子，此二個中子與石墨碰撞後改變方向並減低速度，但此中子如遇及鎘棒便被捕捉住，於是中子數減少，隨之反應器的反應速率便減低了。

在每次分裂反應中，每一鈾 - 235 核放出能量約二億電子伏特（200 *MeV*），此能量分配如下：

分裂碎片的動能	84 %
中子的動能	2.5 %
γ 射線的能量	2.5 %
放射性碎片的衰變能	11 %

由此可見分裂碎片的動能所占百分數爲最大。

4. 冷卻劑（*coolants*）—— 分裂碎片與中子不斷和反應器周圍器壁碰撞，結果大部分動能轉變爲熱，使反應器中的溫度增高。隨鈾核不斷的分裂，爐心熱量愈聚愈多，如不設法將此熱量移出，最後反應器必被高溫所破壞，故反應器必須隨時施予冷卻。最常用冷卻的方法是將一種流體通過爐心，然後將爐心的熱量帶去，這種流體就是冷卻劑。冷卻劑在動力反應器中是一種動力的媒介，使反應器內的熱量經換熱器（*heat exchanger*）而轉變爲動力。反應器常用的冷卻劑，液體爲水和重水，氣體爲氦和二氧化碳。

5. 遮蔽層（*blocking layer*）—— 在反應器內核分裂反應進行時，有可殺害生物細胞的放射線產生。這放射線包括有 α 射線、β 射線、γ 射線和逃漏中子等。前二者的穿透力不強，很難穿透反應器壁；但後二者的穿透力甚強，能穿透器壁而加害人體。普通人一生中總共能夠承受的放射量僅爲300侖琴單位（一侖琴相當於一克空氣吸收了 83 爾格的能量），如果暴露在600侖琴以上的輻射中，24 小時內便會死亡。反應器產生的輻射甚強，爲保護工作人員的安全，器中必須有遮蔽層

的設置。藉遮蔽的作用，阻止反應器內中子逃漏出去，及減低或吸收γ射線的全部能量。遮蔽層通常爲數呎厚的高密度特種混凝土或重水，足以吸收危險性的放射線。

一座反應器可以用其特點來描述它。反應器的大小通常用“功率”（*power*）以及“中子通量”（*neutron flux*）來表示。研究用反應器的功率大小範圍從一萬瓦到一仟萬瓦。任何反應器產生的功率低於一百萬瓦稱爲“低功率”，一至五百萬瓦稱爲“中功率”，超過一仟萬瓦稱爲“高功率”。

反應器最主要的區分可能是中子通量；也就是對中子強弱的一種量度。中子通量的定義爲：每秒鐘通過每平方厘米的中子數。它不只與放出中子之個數有關，也與其速度有關，所以可以用每立方厘米的中子數與其平均速度的乘積來表示。通常單位是中子/每平方厘米-秒。中子通量簡寫爲nv，設在反應器中有一處每秒每平方厘米通過百萬中子，則其中子通量爲$10^6\ nv$。幾乎所有的研究用反應器都有比這個高的中子通量，中子通量高於$5\times10^{14}\ nv$的稱做高通量反應器。所有的反應器中，通量最高者爲$10^{16}\ nv$。

反應器也可以用其他方法來分類，一般依燃料和緩速劑分佈情形、核分裂所用的中子能量、以及反應器的種類三方面將之分類：

1. 依燃料和緩速劑的分佈分類：

(1)均質反應器（*homogeneous reactor*）

(2)非均質反應器（*heterogeneous reactor*）

2. 依核分裂所用的中子能量分類：

(1)高速反應器（*fast reactor*）

(2)中速反應器（*intermediate reactor*）

(3)低速反應器（*thermal reactor*）

3. 依反應器用途分類：

(1)研究用反應器（ *research reactor* ）

(2)功率反應器（ *power reactor* ）

以上三大類反應器，因使用燃料、冷卻劑、緩速劑、燃料和緩速劑分佈的情形及中子能量等不同，可組合成約 1,000 種型式的反應器。例如燃料用鈾，緩速劑用石墨，冷卻劑用輕水，以非均質配置，中子能量爲低速，則組合成爲冷水式低速中子鈾石墨反應器，這就是蘇俄第一部原子發電廠所用的反應器的型式。下表爲反應器型式的各種組合。

反應器型式的組合

燃料	緩速劑	冷卻劑	燃料與緩速劑分佈	中子能量	用途
鈾-233	輕水	氣體	均質	高速	研究
鈾-235	重水	液體金屬	非均質	中速	動力
鈾-238	鈹	輕水		低速	
鈽-239	氧化鈹	重水			
	石墨	有機物			
	有機物				

目前運用較多之反應爐，可分作三種類型：

1. 天然鈾反應爐（ *natural uranium reactor* ），以石墨爲緩速劑，以加壓碳酸氣冷卻，英國及法國建造此型反應爐，乃第一批重要的核子電力設備。

2. 濃集鈾反應爐（ *enriched uranium reactor* ），以普通水緩速及在壓力下以一水流的循環，或爲沸騰式，或不爲沸騰式冷卻之。普通水吸收甚多中子，故此類反應爐亦能用天然鈾作業，應加入較天然鈾所含之鈾-235 同位素多 3～5 倍，且應使所含鈾量燃燒至尙較自然成分多 1.5倍時，便再將該燃料提煉出來。美國及蘇俄即以此種反應爐建立其核子電力，此種反應爐美國已大量出口。

3. 天然鈾反應爐，以重水（ *heavy water* ）緩速，而以各種方式冷卻，如加壓之氣體、有機流體、重水或普通水，無論加壓力、沸騰或不沸騰等等均有之。此等反應爐在世界各國均有發展，尤以加拿大、法國及瑞典最多。但尚不如前兩型之達到工業水準。

下面爲美國各種民用動力反應器概念的特徵：

1. 壓水式反應器（ *pressurized water reactor* ； *P.W.R.* ）

燃料——輕度濃化二氧化鈾，以不銹鋼及鋯合金爲護套。

緩速劑——水

冷卻劑——水

主要系統壓力——每平方吋 2,000 磅（ 2,000 *psi* ）

冷卻劑出口溫度—— 550°*F*

這是一項已充分發展的技術知識，冷卻劑加壓的原因是爲了防止它在核心中的沸騰，所以具有很高的操作壓力。

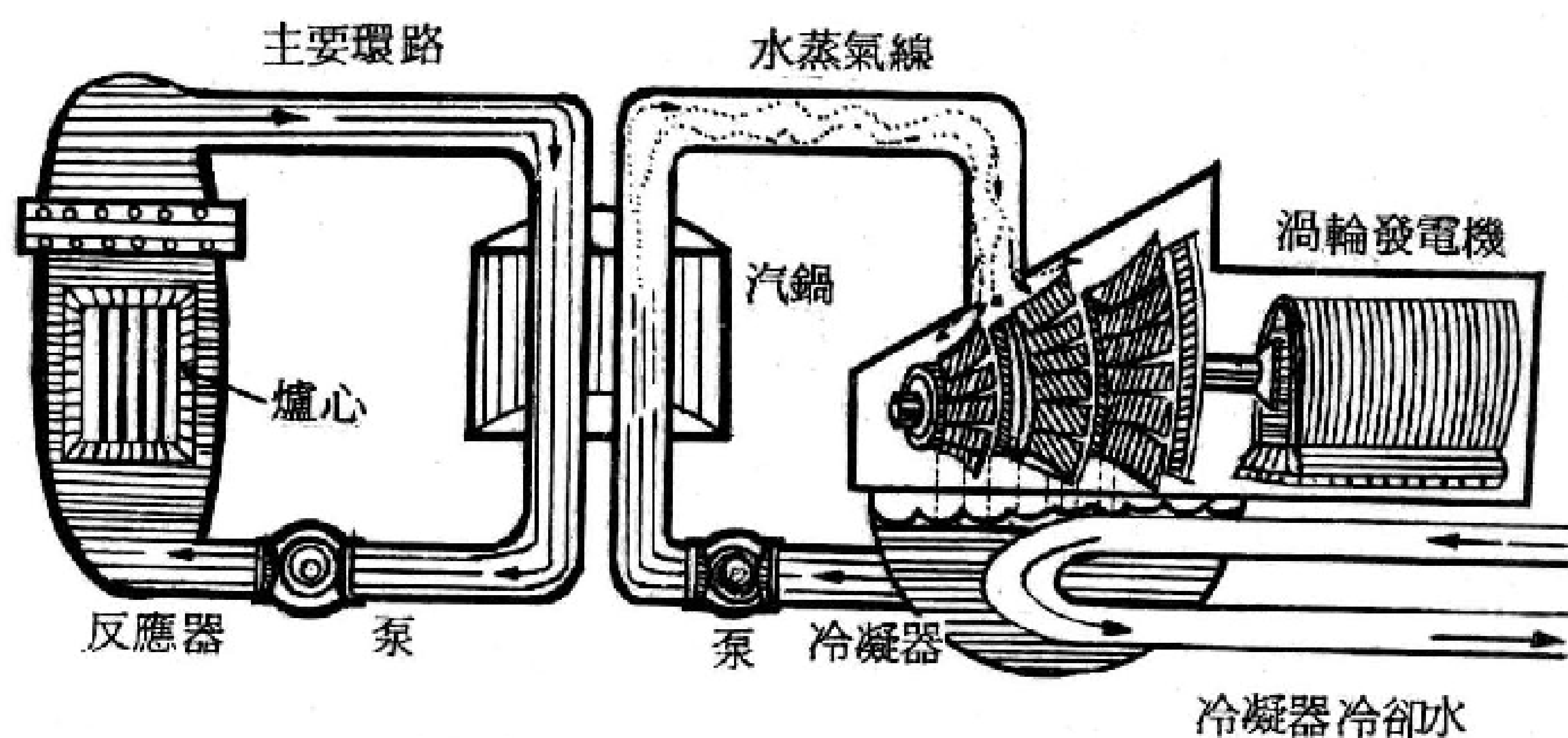


圖 10 — 86　壓水式反應器

2. 沸水反應器（ *boiling water reactor* ； *B.W.R.* ）

燃料——和 *P.W.R.* 一樣。

緩速劑——沸水

冷卻劑——沸水

主要系統壓力—— 1,000 *psi*

冷卻劑出口溫度—— 550°*F*

這也是一項已充分發展的技術知識。因爲冷卻劑允許在核心中沸騰，所以操作壓力較P.W.R.小，但核心體積卻大於P.W.R.。

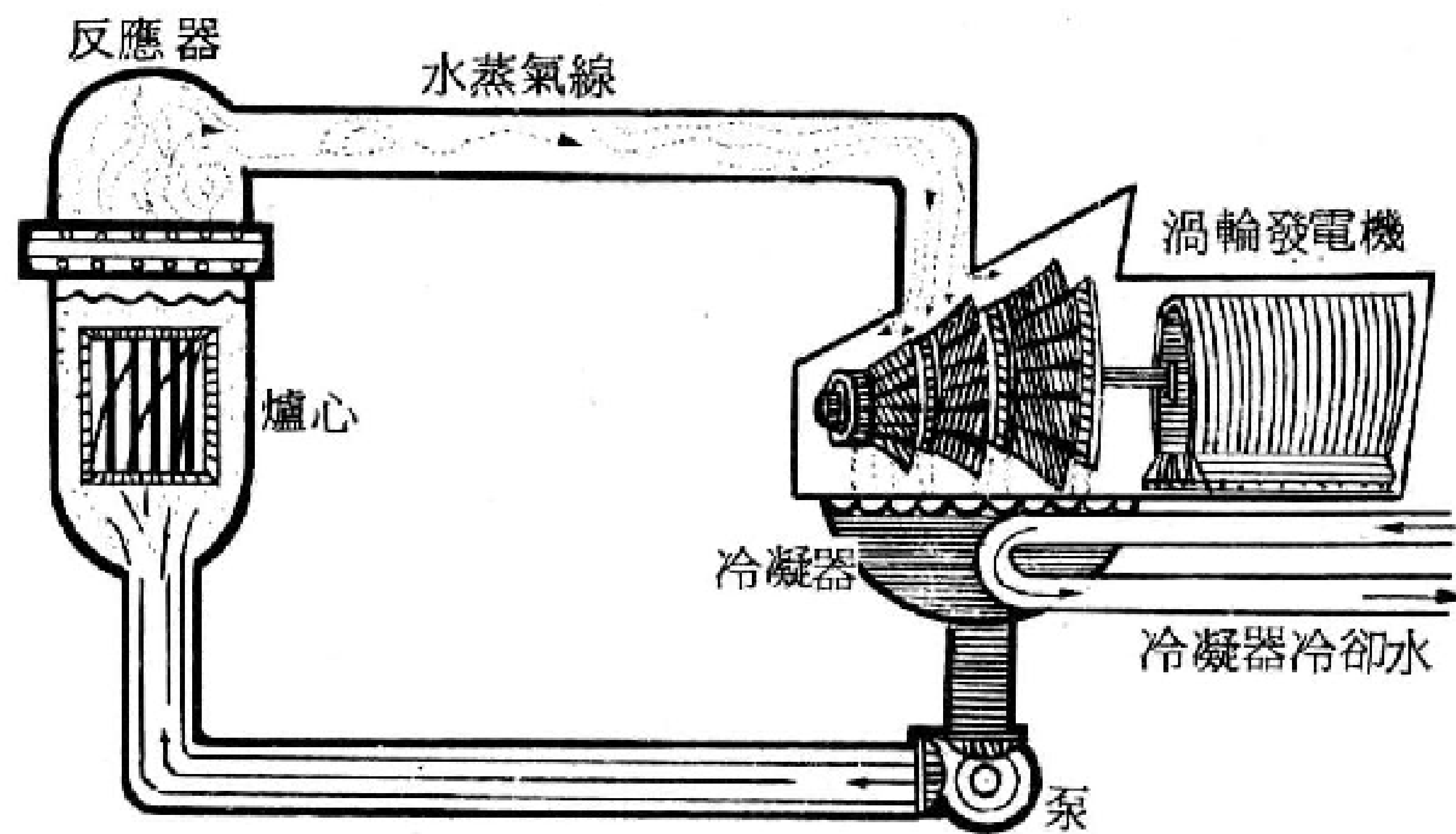


圖 10 — 87　沸水反應器

3. 高溫氣冷反應器（*high temperature gas reactor*；*H.T.G.R.*）

燃料——高度濃化碳化鈾和碳化釷的混合物，以石墨爲護套。

緩速劑——石墨

冷卻劑——氦

主要系統壓力—— 300～400 *psi*

冷卻劑出口溫度—— 1,380°*F*

以氦氣作爲冷卻劑可在適度的壓力下達到較高的溫度，以及減小腐蝕問題。這正好抵銷掉它並不是一個熱的良導體的缺點。*H.T.G.R.*的核心設計，以物理觀點來看有很多優良的特性，但其工程上的性能現還無法根據第一座*H.T.G.R.*的操作（

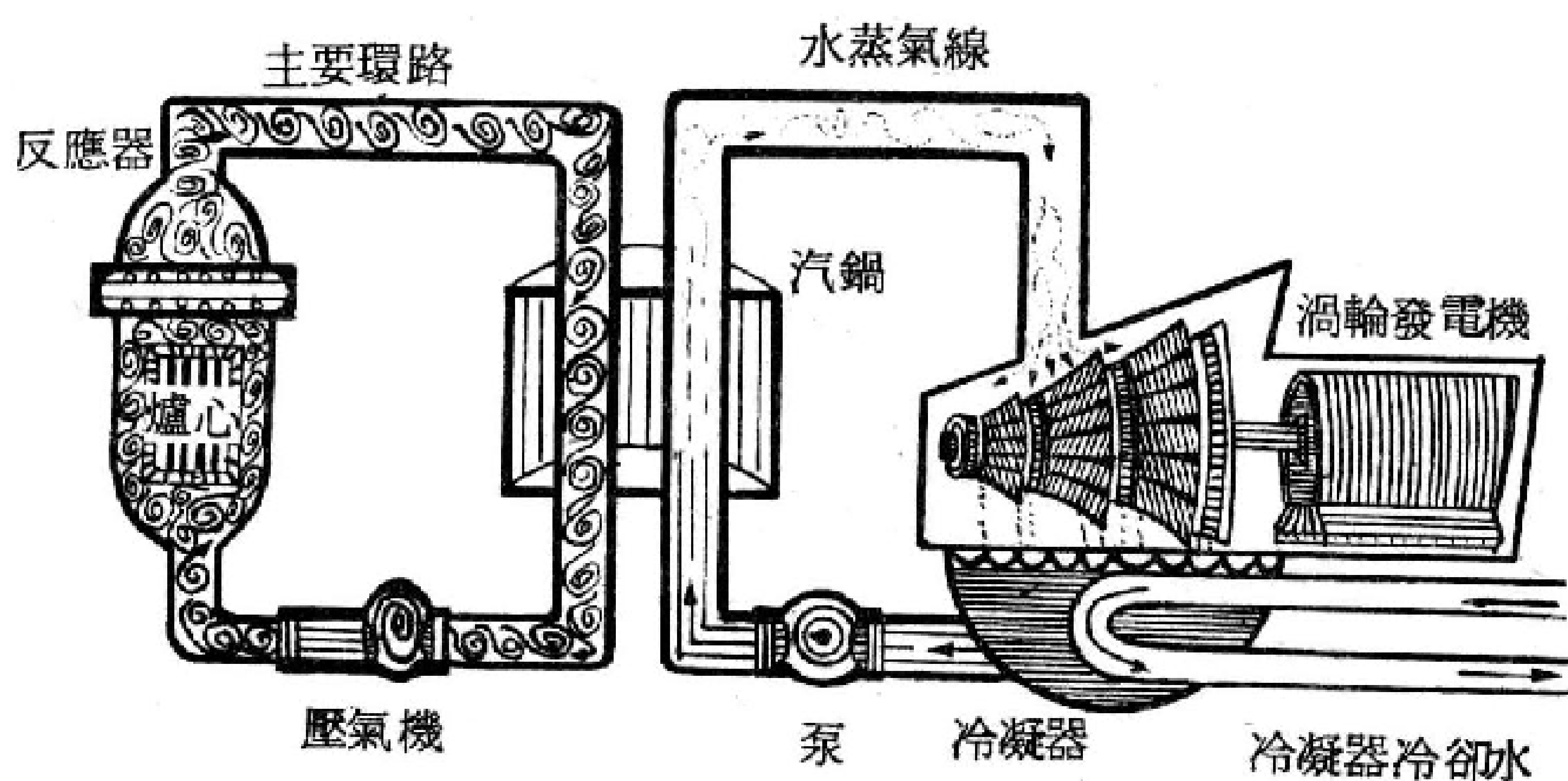


圖 10 — 88　高溫氣冷反應器

1964—1965) 來作估計。

4. 重水緩和反應器 (*moderation heavy water reactor* ; *M.H.W.R.*)

燃料——金屬鈾或二氧化鈾，以鋯合金為護套。

緩速劑——重水

冷卻劑——重水

主要系統壓力—— 750 *psi*

冷卻劑出口溫度—— 500 °*F*

因為用天然鈾或僅輕微濃化的鈾為燃料，所以減低其成本價格。

5. 過熱核反應器 (*nuclear superheating reactor* ; *N.S.R.*)

燃料——輕度濃化二氧化鈾，以不銹鋼或其他合金為護套。

緩速劑——水及水蒸氣，或僅有水蒸氣。

冷卻劑——水及水蒸氣，或僅有水蒸氣。

主要系統壓力—— 600～3,500 *psi*

冷卻劑出口溫度—— 825～1,050 °*F*

兩種設計：(1)全過熱，在這種設計中水蒸氣在核心的過熱區域中反復循環，於是提高了溫度的高限。(2)分離過熱，在這種設計中是以飽和水蒸氣冷卻的反應器來提高由另一反應器所產生的水蒸氣的溫度。

6. 熔鹽反應器 (*melting salt reactor* ; *M.S.R.*)

燃料——高度濃化鈾以及釷，和氟化鹽類混合的熔溶液。

緩速劑——石墨

冷卻劑——和上一種反應器一樣的循環燃料系統，但是沒有壓力，也沒有嚴重的腐蝕問題。

主要系統壓力——極小 (*nominal*)

冷卻劑出口溫度—— 1,000 °*F*

7. 液態金屬冷卻反應器 (*liquid metal cooling reactor* ;

L.M.C.R.)

茲以鈉-石墨反應器(*S.G.R.*)爲例：

燃料——輕度濃化鈾合金或碳化鈾，以不銹鋼爲護套。

緩速劑——石墨

冷卻劑——液態鈉

主要系統壓力——極小

冷卻劑出口溫度——950°*F*

以鈉爲冷卻劑，可在極小壓力下達到很高溫度，並且鈉還是熱的良導體。但在處理鈉時，也導致一些設計和操作上的複雜。

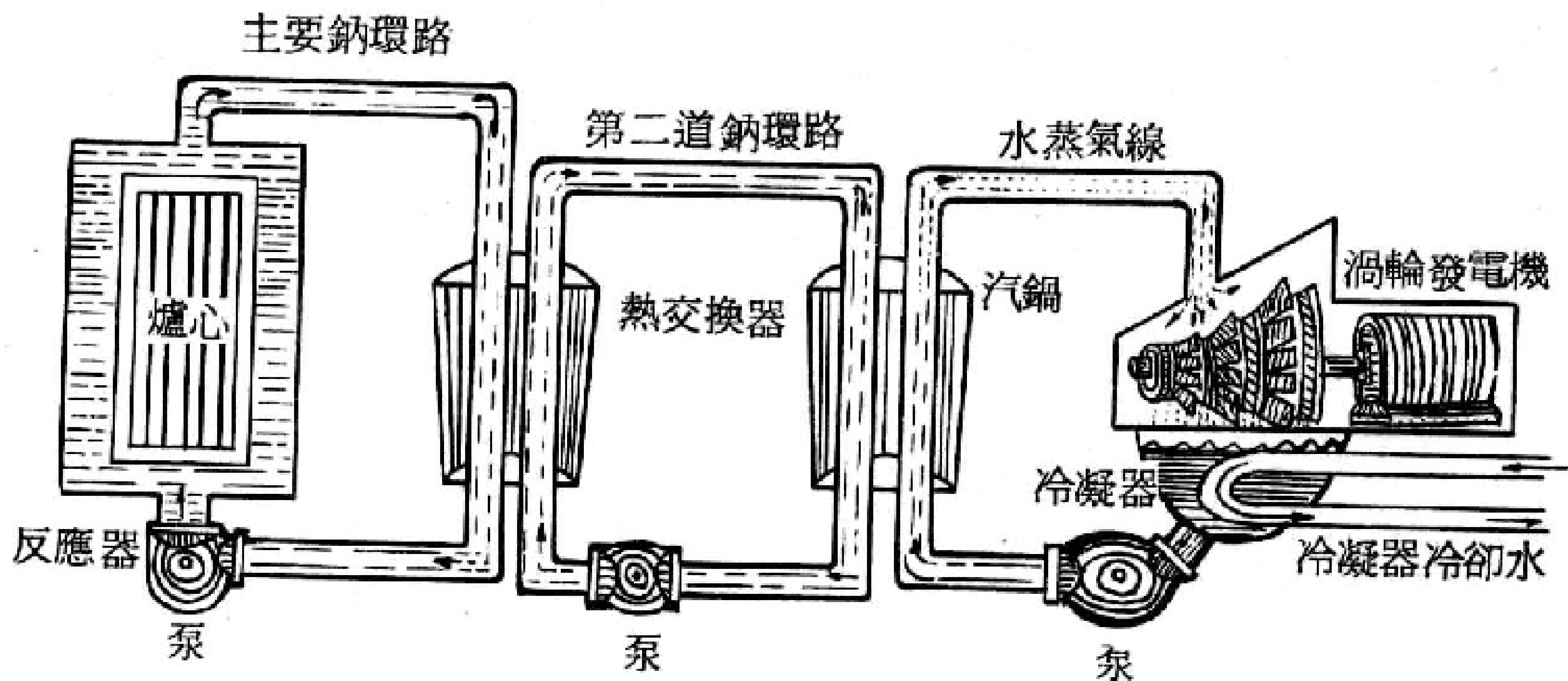


圖10－89　液態金屬冷卻反應器

8.快滋生反應器(*fast breeder reactor*；*F.B.R.*)

燃料——高度濃化鈾合金，以不銹鋼爲護套(另外，用鈾-鈽的氧化物和碳化物來作燃料，也在計劃之中)。

緩速劑——無

冷卻劑——液態金屬

主要系統壓力——極小

冷卻劑出口溫度——800～1,150°*F*

由於滋生的緣故，所以可減低燃料成本，並且能有效地使用燃料來源。

【核反應器之輻射屏蔽】(Radiactive shielding of nuclear reactor)

由核分裂所產生的能量，一部分在瞬息間即變為熱能放出，另一部分則形成具有穿透力的原子輻射。所以核反應器必須用很厚的屏蔽擋起來，內部或“熱”屏蔽用於高功率的反應器中，用以保護反應器艙壁，免於受輻射線的危害；外部或“生物”屏蔽是用來保護操作人員免於暴露在輻射線下。內部屏蔽通常由鋼條所組成，外部屏蔽則由數呎厚的高密度混凝土包圍整個反應器所形成。

【核反應器之緩速劑】(Moderator of nuclear reactor)

剛從連鎖反應中放出來的中子，具有很高的速度，當它們在核心中和周圍的物質產生彈性碰撞時，速度就會降低，這些低速度的中子正是我們所需要的，因它們較高速度的中子更容易引起分裂反應。但是如果我們考慮到很多個碰撞時，一個中子就很可能在某次碰撞中被吸收，而並不產生新的中子(如分裂產物的原子就能吸收中子)。所以，我們需要一種材料，它能很快地減低中子速度，而同時卻並不吸收大量的中子，這種材料稱為緩速劑。

一個中子的質量大約和氫原子相等，所以含大量氫原子或較輕原子量原子的材料，都可做為很有效的緩速劑，如水、重水、石墨、鈹和某些有機化合物等。很顯然的，緩速劑必須被均勻地分佈在燃料區內。有些反應器緩速劑是放在各燃料元件間的空隙中，有些反應器甚至就把緩速劑和燃料混合在一起。

大部分反應器的控制，都是靠調整核心中的中子數以完成的，這可以由一些名為控制“毒物”的物質來擔任，如硼和鎘，都具有很高的中子吸收係數(事實上，所謂控制毒物其效果即相當於中子吸收劑)。通常，這些物質被做成可調整的棒狀物，插入反應器中，稱之為控制棒。一座典型的反應器，它除了有一組控制棒(亦稱精控棒)用來作正常的

控制以外，還有一組補助系統（亦稱安全棒）在反應器發生意外時作急停用。

當每個燃料原子分裂時，會放出兩個或三個中子，這些自由中子的生命很短，大約在 $\frac{1}{1,000}$ 秒的時間內，就會被吸收或引起另一個反應。如此，假如在一次分裂後，雖然只增加微量的中子，但在一秒鐘後分裂速率卻可增加好幾百倍，事實上並不是所有的中子都是馬上被放出來的。在維持分裂連鎖反應時，也需要緩發中子（*delayed neutron*）的話，那麼在正常狀況下，反應速率每秒鐘只能增加 $\frac{1}{100}$ 或 $\frac{2}{100}$ 了。在這樣緩慢的增加率下，才能很穩健地控制反應速率。

從這些少數的事實中，我們可以知道控制反應器的基本原理。當燃料放進反應器核心時，所有的精控棒和安全棒都在核心內，當燃料塡夠後，就抽出安全棒和部分的精控棒，使反應器開始操作。在抽出精控棒時，其過程必須很緩慢，以配合中子計數器所告示出來的分裂速率的信號。一旦反應器達到臨界狀態，也就是連鎖反應能自持下去後，精控棒的移動調整就能維持反應器於穩定的操作狀態下。假如操作者希望提高功率階（即穩態下的反應率），則可把精控棒抽出更多後再進行調整；假如想停止反應器操作，則把所有的精控棒和安全棒完全插入反應器中。

還有一點和反應器操作時有關的，即反應率的失落。當燃料消耗時，同時會生成分裂產物，這些分裂產物不斷地吸收中子，並且越積越多，於是就減低了燃料的反應率（就好像是一把火，被自己的煙灰罩住而熄滅一樣），爲了補救這個缺陷（也就是使燃料能更充分地被利用），必須在核心中放入較發生連鎖反應所需的最低量爲多的燃料，這些多出的燃料供給了過剩反應率，我們可由此提取，使得反應能繼續進行，這可由適量的控制毒物來配合，但當反應繼續下去時，這些毒物就需逐漸移去。一個反應器所需的過剩反應率的量，是控制系統在設計時很重要的一點。

【核四極共振】(Nuclear quadrupole resonance ; N.Q.R.)

自旋 $I \geq 1$ 的原子核通常沒有球形對稱性，而有電四極矩，此四極矩 Q 的定義為

$$Q = \frac{1}{2e}\int (3z^2 - r^2)\rho(r)d^3x$$

式中 $\rho(r)$ 是電荷密度。蛋形原子核的 Q 值為正，茶托形的原子核的 Q 值為負，原子核越重，Q 值越大。原子核置於晶體中會受到其四周靜電場的影響，如這場的對稱性低於立方體對稱，則由於核四極矩導至一組能階。此能階的裂矩大小由四極矩與該處靜電場的作用而定，自旋為 I 者，其能階分裂為 $2I+1$ 個。此時當外加磁場與原子核作用的能量剛好等於其降接能階的裂矩時則有躍遷（*transition*）產生，這種現象即稱之為核四極共振。由此現象可直接決定四極矩的大小。

【核交互作用】(Nuclear interaction)

當比較原子核的構造與原子構造時，發現有幾種新的特徵：

1. 就是構成原子核的所有粒子幾具有相同的質量，但在原子內的電子遠比幾為固定於原子中心的核子為輕，因此，不能說有一中心支配力作用於組成原子核的粒子，也不能說在核中心的物體產生此中心力；然而，必須想像所有的粒子是在交互作用下運動。

2. 原子內的電子帶負電，原子核帶正電，並能以電子與原子核間的電磁交互作用來解釋電子的運動；但是原子核係由帶正電的質子及完全不帶電的中子組成的，因此不能將原子核的穩定性歸因於電吸力，相反地，質子間的電推斥似乎將使原子核散裂，由質子及中子組成的核能夠存在的事實，就明顯指示有一種與電荷沒有直接關係且遠比電磁交互作用為強的交互作用存在，這種交互作用稱為核交互作用或強交互作用。目前我們對核交互作用的知識尚不夠完整，但至少已知道它的一些比較重要的特性。

【核安全】(Nuclear safety)

核安全的問題不同於反應器屏蔽。核安全分析可以預測核反應器在運送、發射及太空中操作期間可能發生的意外，預知人員可能會面臨的危險，然後想辦法去避免。理論上有三種可能的事故：

1. 由於發射前的運送技術不佳或瞄準不正確或投擲火箭的本身因素，而在人口稠密地區，發生了意外的臨界及輻射逸出。

2. 核動力廠再度進入大氣中時，由於空氣摩擦產生損耗，導致了大量輻射意外的散佈開來，此物理程序，稱爲切除(*ablation*)。

3. 太空中動力操作完畢後，再進入大氣，人員意外的暴露在整個反應器或燒毀後反應器碎片之下。

理論上，大型火箭投擲器可能落在地球上的任何地點，致使核動力廠設計師在安全裝置上特別下番功夫，使它能應付太空船的任何意外。有幾個實用的裝置可以解決這些理論上的困難。核反應器運送到發射臺的期間，意外事情並不會危及人們，因爲我們把核燃料裝成好幾個小包包，使它不能達到臨界，或者把核燃料放在反應器中，在核心裏面和四周滿置些中子吸收劑，使它不至於達到臨界。

一旦反應器置於發射架上時，在進入發射軌道前要小心移動。一枚火箭的發射失敗能夠導致整個任務“流產(*abort*)”，而且能夠使反應器仍然在次臨界(*subcritical*)狀態下，擊中半徑 5,000 哩範圍內的任意點，大約有佛羅里達州甘迺迪角(*Cape Kennedy*)到南大西洋中的亞森欣島(*Ascension Island*)那麼遠(圖 10—90)。不具放射性的反應器撞上此範圍內任一無人小島，並不太可能。如果擊中的話，反應器只是和其他設備一樣的摧毀掉。因爲反應器未曾操作過，未使用過的燃料不會產生輻射的危險。

假如發射失敗，且發射器剛剛小於軌道速度，而以每秒鐘 8,000米的高速返回大氣層。沒有保護的反應器與空氣摩擦，產生相當大量的熱

，而把反應器連同它的鈾燃料整個或部分燒毁掉。這種情況下沒有核子危害。

在太空船確實進入軌道以後，才由（無線電）遙控，下達轉動反射體（*reflector*）的命令，使反應器開始連鎖反應。換言之，只有進入軌道後的*S.N.A.P.*反應器才可操作。

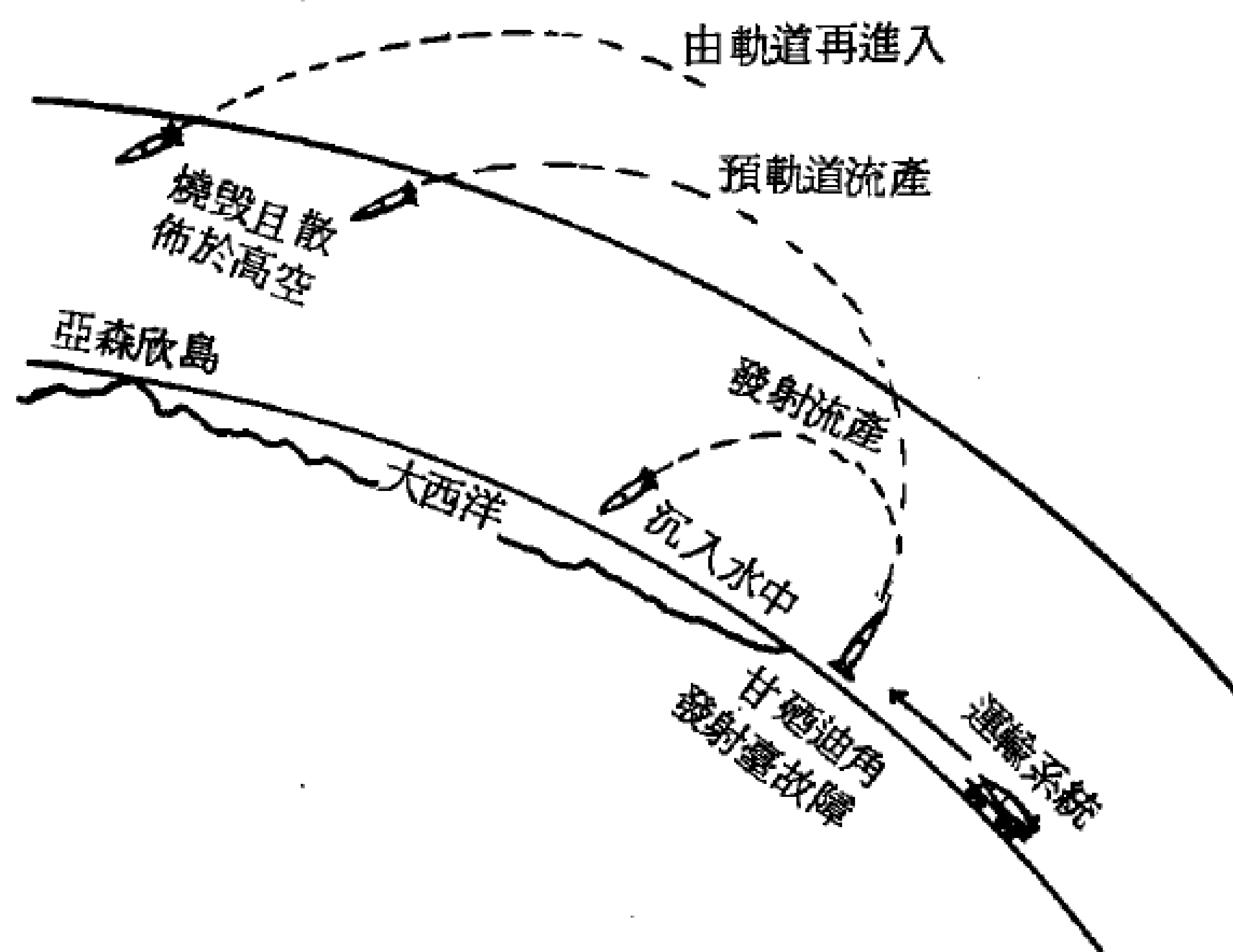


圖 10 — 90
核安全工程師必須考慮到的可能意外和情況

在正常操作期間內，核心產生熱，同時不穩定的放射性分裂產物的濃度繼續增加著。在長期軌道中，這些分裂產物非常安全，但是我們不能忽視這種渺小的可能性：一枚帶有放射物的衛星，可能比預定的時間提早進入大氣層。以數學分析及實驗方法來研究，一些複製的反應器，從大西洋高空中重行進入大氣層，工程師們研究如何用切除方法來加速它的焚毁。切除能夠使這些累積的分裂產物在 10 萬呎高空中散佈開來。這些放射物要數週、數月，甚至數年以後才降落到地面上，那時候它已經被高空氣流沖淡至安全的濃度，而且在此期間由於放射性衰變而變得弱多了。

爲了保證太空運轉的核安全起見，首先要徹底的尋找出可能損壞的因素，然後由實際實驗來估計它的後果。最後，因果關係找出來了，動力廠的設計跟著改進，或者藉適當的措施來減少危險到最小程度。

【核位能】（Nuclear potential）

原子核中的核子可視爲在一種核位阱（ *potential well* ）中，核位能卽表示核子在此核位阱中所具的位能。由於原子核的量子性（ *quantum nature* ），數個核子在此核位阱中只能存在具有某些特定值的能階。核子與核子間的作用力是一種強交互作用（ *strong interaction* ），表示此交互作用的兩核子核位能（ *two-nucleon potential* ），可寫爲

$$V=V_c(r)+S_{12}V_T(r)+\vec{L}\cdot\vec{S}V_{LS}(r)$$

式中$V_c(r)$表示一種有心力（ *central force* ），爲兩核子間距離r的函數；$S_{12}V_T(r)$表示一種張量力（ *tensor force* ），S_{12}爲兩核子間距離和兩核子自旋向量之夾角的函數；$\vec{L}\cdot\vec{S}V_{LS}(r)$表示一種自旋與軌道作用力（*spin-orbit force* ），$\vec{L}\cdot\vec{S}$爲兩核子的軌道角動量與自旋之純量乘積的函數。

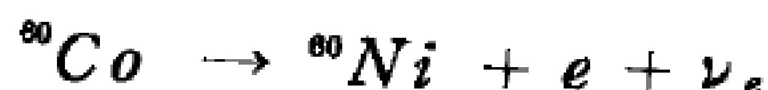
上式中$V_c(r)$、$V_T(r)$及$V_{LS}(r)$各項均爲兩核子間距離r的函數，其函數型式常用者有湯川秀樹位函數（ *Hideki Yukawa potential function* ），其式如下：

$$V(r)=g^2\frac{e^{-\mu r}}{r}$$

式中g表示作用強度，爲一常數，$\mu=\frac{mc}{\hbar}$，m爲π介子質量，$\hbar$爲浦朗克常數除以2π，c爲光速。

【核貝他衰變】（ Nuclear beta decay ）

中子在很多原子核內是穩定的，可是，有些原子核由於能量的關係，其中的中子也會發生貝他衰變，這稱爲核貝他衰變。如



$$^{60}Co \rightarrow {}^{60}Ni + e + \nu_e$$

這些衰變的生命期大致也很長。

【核乳膠】（ Nuclear emulsion ）

和照相底片同一原理，是有氯化銀粒懸浮在膠質中，當帶電粒子經過氯化銀粒，會產生自由電子使氯化銀粒感光，經顯影劑而成黑色的銀

粒，其餘不曾受帶電粒子打擊的氯化銀，在冲洗時即被洗出，留下透明的膠層，在沿帶電粒子的路線上留下一串黑粒，可用一顯微鏡看出它的軌跡，決定它的方向及量出它的能階及電荷，所以核子乳膠是研究高能粒子很好的工具。但在太空研究中，它有一嚴重缺點，它必須在曝光後收回，在實驗室中冲洗研判。這是很困難的。

【核武器】(Nuclear weapons)

原子彈和氫彈的統稱。凡是基於核炸藥性的武器，皆稱爲核武器。

【核洞態】(Nuclear hole state)

當閉合軌道原子核失去一個核子 (中子或質子) 時，即在閉合軌道上留下一個空位，稱爲核洞 (*hole*) 。凡原子核其核子佈滿在閉合軌道上尙缺少一個者，稱爲單洞原子核 (*single hole nucleus*) ; 凡原子核其核子佈滿在閉合軌道上尙餘一個核子，此多餘一個核子單獨存在閉合軌道之外的另一軌道上，這種原子核稱之爲單粒子原子核 (*single particle nucleus*) 。例如氧 - 16 原子核 ($^{16}_{8}O_{8}$) 爲閉合軌道原子核，依軌道模型理論，其 8 個質子和 8 個中子均佈滿在 ($s_{1/2}$) ($p_{3/2}$) ($p_{1/2}$) 軌道上。氧 - 15 原子核 ($^{15}_{8}O_{7}$) 少一個中子，於是在 ($p_{1/2}$) 軌道上有一核洞。氮 - 15 原子核 ($^{15}_{7}N_{8}$) 則少一個質子，在 ($p_{1/2}$) 軌道上也有一核洞，氧 - 15 及氮 - 15 原子核都是單洞原子核。同理，氧 - 17 ($^{17}_{8}O_{9}$) 及氟 - 17 ($^{17}_{9}F_{8}$) 原子核都是單粒子原子核。單洞原子核的特性就像單粒子原子核一樣，這種原子核的總角動量即等於閉合軌道上單一核洞 (或單一核子) 的角動量。例如原子核鍶 - 87 ($^{87}_{38}Sr_{49}$) 爲一單洞原子核，其在 " 50 " 閉合軌道上有一中子核洞， 其組態可用 ($g_{9/2}$)$^{-1}$ 表之 ; 鍺 - 73 原子核 ($^{73}_{32}Ge_{41}$) 爲一單粒子原子核，其在 " 40 " 閉合軌道外有一個中子，位於 $g_{9/2}$ 軌道上，其組態以 ($g_{9/2}$)^{1} 表之。下表列舉幾個單粒子原子核和單洞原子核 :

單粒子原子核	組態	單洞原子核	組態
$^{33}_{16}S_{17}$	$(d_{3/2})^1$	$^{59}_{27}Co_{32}$	$(f_{7/2})^{-1}$
$^{37}_{17}Cl_{20}$	$(d_{3/2})^1$	$^{69}_{31}Ga_{38}$	$(p_{3/2})^{-1}$
$^{73}_{32}Ge_{41}$	$(g_{9/2})^1$	$^{71}_{31}Ga_{40}$	$(p_{3/2})^{-1}$
$^{91}_{40}Zr_{51}$	$(d_{5/2})^1$	$^{87}_{38}Sr_{49}$	$(g_{9/2})^{-1}$

如以閉合軌道原子核爲靶（*target*），則（d，p）核反應產生單粒子原子核，而（d，t）及（p，d）核反應產生單洞原子核。在（d，p）核反應中，入射氘子中的中子加入在靶的原子核閉合軌道外，成爲一單粒子原子核；而在（p，d）核反應中，入射質子從靶的原子核閉合軌道上取去一個中子合成氘子，故使靶的原子核留下一個核洞。因此，上述（d，p）、（d，t）、（p，d）等核反應常用以研究單粒子或單洞原子核的構造，和單粒子及單洞所具之能態（稱爲單粒子態及單核洞態）。

【核炸藥】（Nuclear explosive）

利用原子核的分裂或熔合所製成的炸藥稱爲核炸藥。

【核能】（Nuclear energy）

原子核分裂或適當之核反應而釋出之能。鈾之同位素鈾－235每一克原子量之核分裂時釋出之能約爲5,300,000仟瓦特小時（*kilowatt hours*）。

【核能動力廠】（Nuclear power plant）

將核能轉變成諸如電力、機械力等其他形式之有用的動力之設備，機械或機械組合。比方說，在一間核能電廠內，由反應器產生的熱能，通常是用來產生水蒸氣，這些水蒸氣推動渦輪，由渦輪再帶動發電機。

【核能電池組】（Nuclear battery）

一種放射性同位素發電機。

【核能電廠】（Nuclear electric power plant）

圖10—91是一座“典型”的核能電廠簡單示意圖，假設它用的是壓水反應器（*pressurized water reactor*），發電量大約50萬瓩。在圖裏只畫了單環路冷卻系統而以數字標明另外二環路相似冷卻系統的起點與終點，需要多環路的原因主要是受了水泵容量的限制。

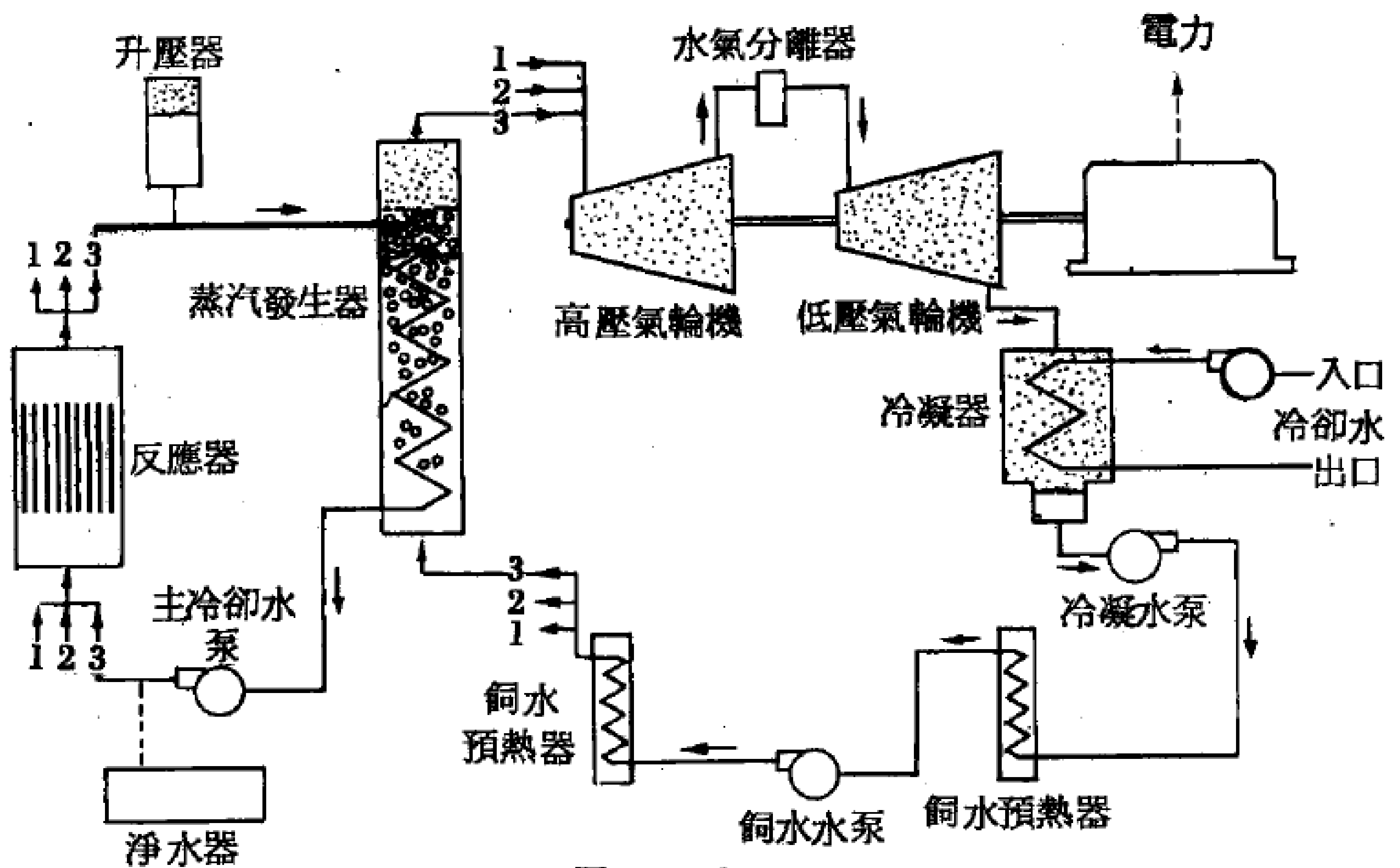


圖10—91
採用壓水反應器的整座核能電廠示意圖

從三座蒸汽發生器裏引出來的蒸汽輸送管先合成一根大管，再和高壓蒸汽氣輪機連結，蒸汽輸入氣輪機放出一部分能量以轉動一根粗大的滾軸，出來的蒸汽溫度壓力都降低了不少，並且還帶有細水滴，因爲細水滴對氣輪機的效率有不良的影響，故先使通過一個水氣分離器除去水滴以後再送到低壓氣輪機去進一層利用蒸汽裏含有的能量轉動那根大滾軸，而大滾軸可帶動發電機生產電力。

此時蒸汽帶來的能量幾乎已消耗殆盡，沒有再利用的價值，送入冷凝器一排排的冷凝管子把汽凝結成水以減小體積，壓力也同時降到低於大氣壓力的程度，凝結水送入預熱器裏開始加熱，從預熱器出來的水叫做飼水，因爲它是用來飼給蒸汽發生器的，飼水預熱可以增加發電效率

，通常在通入蒸汽發生器之前需好幾道預熱手續，此地也是爲了簡便起見只標明了兩級。

水從冷凝器到蒸汽發生器之間一面逐級加熱一面還得逐級提高壓力，從低於每平方吋 14.7 磅（此爲標準大氣壓力值）加高到大約每平方吋 700磅，圖裏只畫了兩座水泵，實際不止此數。到最後一級預熱之後分三條管子送到三座蒸汽發生器去。

一般核能電廠多具有多環路平行的蒸汽供應系統，而發電系統卻採取單環路的設計。反應器的主冷卻系統，雖然各環路有各環路的管路，看起來像是獨立的，實際上還是有共用的設備，譬如升壓器及淨水器等。升壓器是用來維持整個系統運轉所需的高壓，而淨化裝置則不斷的清除水中的雜質防止管路阻塞及輻射外洩等事故發生。

【核動力火箭】（**Nuclear power rocket**）

核動力火箭即以核反應器釋放出來的能量去加熱推動流體，而產生動力的火箭，亦即核能火箭。

核動力火箭之排氣速度約兩倍於現在一般的化學燃料火箭。排氣速度高是核火箭的最大優點，其關鍵在一個簡單的熱力學方程式：

$$v \propto \sqrt{T/M}$$

這公式說明任何火箭的排氣速度與$\sqrt{T/M}$成比例。其中

T＝熱氣體剛進入噴口時的溫度（單位是絕對溫度）

M＝排出氣體的平均分子量

顯而易見我們要得到很高的排氣速度 v，必須使$\sqrt{T/M}$增大。

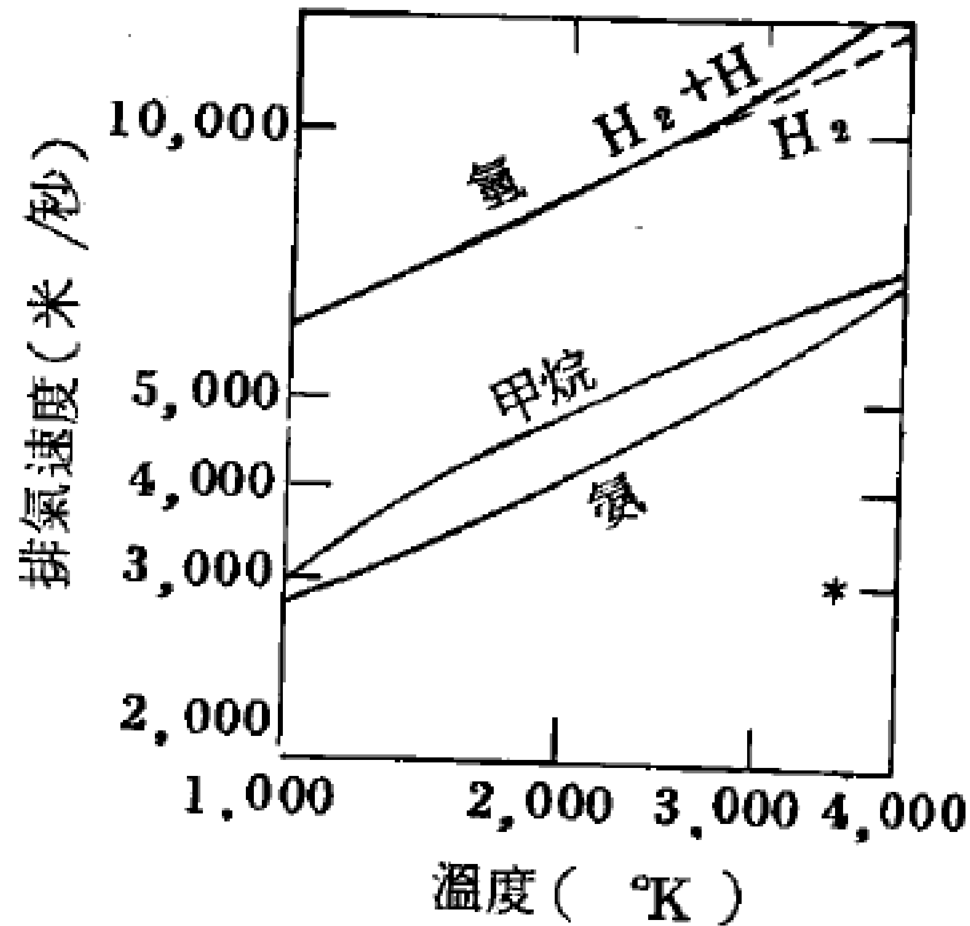
化學燃料的火箭，燃燒推進劑所能達到的溫度接近$3,000°K$，根據公式 $v \propto \sqrt{T/M}$，若在M不變的情況下，核火箭要得到 2 倍的速度，溫度就要增加到 4 倍的化學火箭燃燒溫度，即 $12,000°K$，這溫度高於太陽表面的溫度。實際上，今日核火箭內的核反應器（*nuclear reactor*）也只能維持到 $3,000°K$，與化學火箭內燃燒溫度約爲相同。

爲了避免陷於絕境，要減少另一決定排氣速度的因素——排出氣體的平均分子量M，而不是增加T。在用化學燃料燃燒的火箭，M不可能比 18 低很多，因爲一般經常使用的氧化劑多爲重原子。例如最近一種高級人馬座（*Centauri*）火箭，其引擎是以氫爲燃料，以氧爲氧化劑合成水蒸氣（H_2O）從噴口噴出，H_2O分子量爲18，因此化學燃料火箭的排出氣體速度，主要受到燃燒產物較重分子量的限制，只要是化學火箭用氧或氟或是更重的物質作氧化劑來燃燒，那麼排出氣體的平均分子量就不能比 18 來得低，化學燃料火箭噴口的排氣速度就不能大量地改進。

可是在以核能爲動力的火箭，事情就大爲改觀了。燃燒不再成爲必要的步驟，原子核的分裂也不需要化學方法促進，火箭的推進劑不再是引擎的燃料，只是在核反應器內接受原子核分裂產生的熱量加熱，因此火箭內的燃料不必起化學作用與氧化劑燃燒成較重的分子。一個核火箭的設計者能使用任何推動火箭的物料加熱，只要這些物料不與反應器內的燃料元件（*fuel element*）起化學作用。核火箭高度的噴口排氣速度的秘密立刻呈現在眼前——利用較低分子量的物料作爲推進劑。

在設計一具核動力火箭，首先會選擇氫爲推進劑，因爲氫的分子量最低，只有2。其他有可能的一些物質是：甲烷（*methane*，CH_4）其分子量爲 16；氨（*ammonia*，NH_3）其分子量爲 17，水（*water*，H_2O）其分子量爲 18。這些物質對燃燒汽油的火箭來說，可視爲很大的改進，但對以氫爲燃料氧爲氧化劑的化學火箭來說，則無甚裨益，因其分子量近於 18。但在早期核火箭的發展上，氨和甲烷簡直可與氫匹敵，因爲氫在當時被認爲是一種不安定、易起爆炸的物質，並且須在零下 253 °C 以液態儲存，除此之外氨與甲烷在 3,000 °K 左右時，分子互相激烈碰撞下可大部分解。甲烷在完全分解下成五個成分原子（四個氫原子，一個碳原子）使分子量由 16 減到 3.2，因此甲烷更有希望

成爲火箭的推進劑。然而氫最後終於贏得勝利，被選爲推進劑，主要因爲氫的危險性被解決了，並且我們需要更高的排氣速度，純氫才能完全發揮核火箭的潛力，如圖10—92。



*液態氫-液態氧引擎，在每平方吋500磅壓力下運轉。

圖10—92

排氣速度與溫度的關係圖表，以氨或甲烷爲推進劑的核火箭不比氫氧化學火箭好多少，而以氫爲推進劑的核火箭是最爲優越的。

氫氣分子也可在高溫下分解，但是因爲氫鍵$H-H$結合得很牢固，不易打破，在目前的核火箭反應器所能達到的溫度下，只有少部分能分解，是可以被忽略的。如果溫度能達到相當高，使氫以原子狀態下存在，核火箭的推進劑是氫原子而不是氫分子，則$M=1$，噴口的排氣速度又增加成爲以氫分子爲推進劑的$\sqrt{2}$倍，這種發展還要等到將來才能實現。第一次試驗運轉的核動力火箭是以氫分子爲推進劑，其分子量爲2，代替了化學燃料引擎——以氫氧燃燒成水分子，原子量爲18的推進劑。於是核動力火箭的噴口排氣速度能倍於同溫度下的化學燃料火箭。

核動力火箭的噴氣速度加倍，還有一個更重要的結果，那就是核分裂的熱源可產生更高的功率（*power*），一個簡單的功率方程式，是由噴口推出氣體的動能（*kinetic energy*；簡寫爲$K.E.$）方程式導得的

$$K.E.=\frac{mv^2}{2}$$

而功率P是能量產生的時變率，於是$\dot{m}$代替m，功率P代替了動能$K.E.$。因此

$$P=\frac{\dot{m}v^2}{2}$$

利用這個方程式，以及方程式$F=\dot{m}v$，就很容易得到以下的結果：如果把衝力這一項固定一值，並且排氣速度加倍，每秒鐘噴出的推進劑質量就會減半，而所需從事此工作的功率就會倍增。增加噴氣速度的代價就是增加功率。從以上關係可看出另一個核火箭的重要優點，那就是蘊藏在核燃料（*nuclear fuel*）內的大量能量可轉變成很高的噴氣速度。

以上所述可得三項基本觀念：

1. 核動力火箭能轉變核分裂的熱能，成為火箭推進劑的動能。

2. 傳統的化學作用——燃燒是不必要的，所以核動力火箭可選取分子量很小的物質作為火箭的推進劑，而得到很高的排氣速度。

3. 核分裂產生的能量遠比同質量的物質，以化學作用——燃燒產生的能量大得多，所以核燃料蘊藏的能量極充沛。

【核裂產物毒害】（Nuclear fission-product poisoning）

是指反應器內分裂產物之捕獲中子，因而降低了反應率。

【核裂產額】（Nuclear fission yield）

指熱核爆炸（核熔合爆炸或氫彈爆炸）時，由核分裂而非由核熔合所產生的能量。或是指分裂後所形成的某一核種所佔的百分率。

【核裂變】（Nuclear fission）

詳閱"核分裂（*Nuclear fission*）"條。

【核順磁性】（Nuclear paramagnetism）

磁化強度M和磁場H有$M=\chi H$的關係，χ為磁化率。當χ為正值時，物質具順磁性。具有奇數核子（中子或質子）的原子核有永久磁矩，若一大群這樣的原子核在磁場中顯示出與磁場同方向的磁矩，這一群原子核就稱為具有核順磁性。當溫度很高時，核順磁磁化率與溫度有$\chi=N\mu^2/3k_BT$的關係。式中N為帶磁體的總數，μ為每個帶磁體的磁矩，k_B為波茲曼常數，T為絕對溫度。與同溫度同數目的電子群比較，

核順磁磁化率約等於電子磁化率的 10^{-6} 倍。

【核過熱】(**Nuclear superheating**)

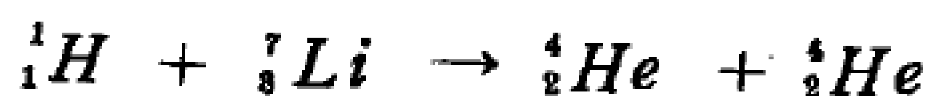
利用核反應器內繼續增加的熱能，使水蒸氣過熱。通常應用兩種方法：一是使經過第一次循環的水沿原路徑相同的核心再一次的循環；另一是使水蒸氣經過第二個分離的反應器。

【核蛻變】(**Nuclear transmutation**)

原子核結構之變化，即核蛻變有兩類：

1. 蛻變時每次僅轉變一個核，像鐳蛻變爲鉛，屬於天然分解。

2. 兩個核形成一個核或更複雜之結構，並釋出 α、β、γ 射線。如鋰(*lithium*, $^{7}_{3}Li$)之原子和一個 $^{1}_{1}H$ 形成一個鈹(*beryllium*, $^{8}_{4}Be$)及一個 γ 射線或形成二個氦(*helium*, $^{4}_{2}He$)，其方程式爲



$$^{1}_{1}H + ^{7}_{3}Li \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He$$

或 $$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow 2\,^{4}_{2}He + \text{能量}(\gamma)$$

或 $$^{7}_{3}Li + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{8}_{4}Be + \text{能量}(\gamma)$$

【核種】(**Nuclide**)

質子幾乎比電子重 1,837 倍， 而略輕於中子。整個原子呈電中性，因此，質子數與核外電子數應相等。質子數便是所謂的原子序，以符號 Z 表之。質子數與中子數的和稱爲質量數，以符號 A 表之。於是，核內的中子數爲 $A-Z$ 個。具有這種中子數與質子數性質的原子核，稱爲核種。而放射性核種(*radionuclide*)意指具有放射性質的核種。

【核種沉除法】(**Scavenging**)

在化學上，核種沉除法是指利用吸收或共同沉澱，從溶液中除去一種或數種放射核種的方法。在大氣物理學上，核種沉除法是指雨、雪或露自大氣中除去放射核種的作用。

【核熔合】(**Nuclear fusion**)

核熔合是指兩個較輕元素的原子核結合成一個較重的原子核，並釋

放出巨大能量的核反應。例如氫彈就是利用氫的同位素的熔合所製成的武器。

核熔合的反應過程和核分裂（ *nuclear fission* ）正好相反。此過程是兩個相碰撞之核合併成一較大的核。由於每個核都帶有正電荷，因此當兩個核靠得愈近，它們彼此之間的靜電斥力也愈大。因此這兩個核必須有相當的動能以克服這種推斥力而使它們的距離小到可以發生交互作用。由於靜電斥力的大小隨著核的電荷數的增加而增大，所以要使靜電斥力很小以便容易發生交互作用，則這兩個要起交互作用的核必須含有最小數目的電荷（或原子序數），才能具有足夠的動量。

現在估計一下兩個原子序各爲 Z_1 和 Z_2 之核，其相接觸時所需要的動能。設用距離 r 表示兩核半徑之和，則此兩核在接觸時之電位能爲

$$E_p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

而 r 約爲 10^{-14} 米，於是計算得

$$E_p \sim 2.4\times 10^{-14} Z_1 Z_2$$

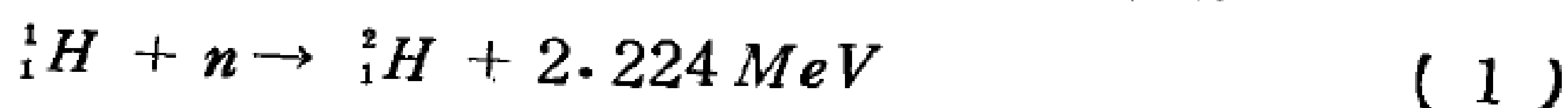
這是兩核發生熔合時所需要的最小相對初動能，溫度爲 T 時該粒子系之平均動能爲 kT，或約爲 $8.6\times 10^{-5}\,T eV$， 此處 T 表絕對溫度。因此 $10^5\,eV$ 的能量相當於約爲 $10^9\,{}^\circ K$ 的溫度，這個溫度比我們所相信的太陽中心的溫度還高。正因爲如此，熔合是在太陽所發生的過程中最重要的過程之一，它是太陽能的主要來源。太陽能的來源，是由於普通的氫核的熔合，而不是氘（重氫）核的熔合。這種熔合是小量之氫核在具有比太陽之溫度的平均能還要高的能量下而發生的。由於一連串的核反應，四個氫核熔合在一起，以形成一個氦核，同時釋放出大量的能量。在地球上由於氫核熔合過程的發生非常地緩慢，以致於毫無用處。太陽由於充滿了大量的氫，因此能夠產生很高的能量。

如果有大量之核欲起熔合作用，則作用核所需要的溫度甚高於那些

最能放熱的化學作用所產生的溫度。這種超高溫引起了一個容限這些作用質點的問題，因為沒有一種已知物質能夠承住這樣的溫度。並且在這種超高溫下核外的電子全被剝脫（由於碰撞），形成帶正電之核與負電之電子的中性混合體叫做電漿（*plasma*），曾用磁場試行容限的工作，並知當磁場強度急速增加時，電漿即以絕熱的方式被壓縮，溫度續升一直到熔合開始為止。

在實驗室中所作的實驗，也可以得到核熔合反應。在一個荷電粒子加速器內，例如在廻旋加速器（*cyclotron*）或類似的加速器內，可以把氘核加速到很高的速度（亦即很高的動能）。如果這些具有很高速度的氘核，用來撞擊一個含有氘原子的固體靶（*target*）時，便可以發生熔合反應。然而，在被加速的氘核與靶內氘核之間的碰撞中，只有很小的一部分能夠導致熔合。大部分撞入的氘核僅被偏轉（或被散射），同時失去一部分所具有的能量。這些失去一部分能量的氘核，不能夠與其他氘核產生熔合反應。事實上，被加速的氘核的能量，其中的大部分都以熱能的形式散逸於靶內。加速氘核所消耗的能量比起少數熔合反應所產生的能量要大得多。縱然這種加速步驟並不是能量釋放的一種主要原理，但它卻顯示出來在兩個氘核之間的熔合反應是可能的。

最小原子序數的元素是氫，它的核（及其同位素的核）僅僅帶有一個電荷。此外氫蘊藏豐富而又便宜，因此在地球上核熔合的燃料，很顯然地會採用某種形式的氫。氫有三種同位素，其中最輕的即為通常的氫，其質量數為1，此種同位素的原子核通常被稱為質子。其熔合反應中，最簡單的是中子被質子捕獲（*capture*）而形成氘核：



$$ {}^{1}_{1}H + n \rightarrow {}^{2}_{1}H + 2.224\,MeV \qquad (1) $$

這個反應最大的優點就是沒有電推斥力需要克服。科學家認為這類熔合在宇宙早期的演化中扮演一個很重要的角色。然而今天的宇宙這種熔合已不重要了，因為不再有足夠數目的自由中子了。雖然如此，此反應

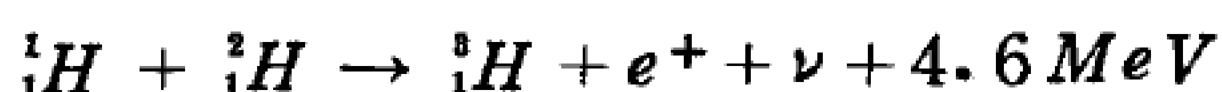
仍然在從核反應器產生的中子滲透過氫質物質（像水或石蠟）時發生。

另外一種簡單的熔合反應例子是兩個質子間的熔合。因為雙質子（*diproton*）核是不存在的，這個過程是藉著其中有一個質子轉變成為中子並且發射一個正子和一個微中子而完成的，即



$$^{1}_{1}H + ^{1}_{1}H \rightarrow ^{2}_{1}H + e^{+} + \nu + 1.35\,MeV$$

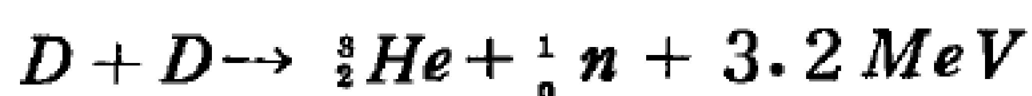
第三個重要的熔合反應例子是氫與氘間的反應而變成氚：



$$^{1}_{1}H + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{3}_{1}H + e^{+} + \nu + 4.6\,MeV$$

氫的第二種同位素為氘，其質量數為2，通常用符號 $^{2}_{1}H$ 或D來表示。在所有的水中都含有氘，且由水中提取氘並不困難。氫的第三種同位素為氚，其質量數為3，通常用符號 $^{3}_{1}H$ 或T來表示。氚在自然界中的量很稀少，它是一種具有放射性的元素，可用中子與鋰－6核起交互作用的人工方法獲得，此種方法的費用相當便宜。

用氘核和用氚核的熔合反應所釋放的能量，都有可能成為新能源。由於氘可由水中大量獲得，成本又低，所以核熔合的燃料可使用氘。下面兩個反應，其發生的或然率大約相等，這兩個反應為：



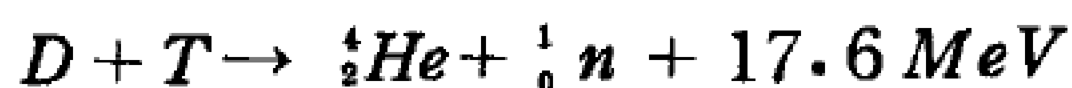
$$D + D \rightarrow ^{3}_{2}He + ^{1}_{0}n + 3.2\,MeV$$

及



$$D + D \rightarrow T + ^{1}_{1}H + 4.0\,MeV$$

式中符號D代表氘核，$^{3}_{2}He$ 代表氦－3核，n代表中子，T代表氚核，$^{1}_{1}H$ 代表氫核，MeV 代表百萬電子伏特。上式所產生的氚核能夠很快地與其他的氘核發生反應，其反應式為：



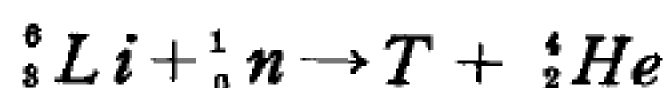
$$D + T \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{1}_{0}n + 17.6\,MeV$$

形成一個氦－4（即通常的氦）核和一個中子，以及釋放17.6 百萬電子伏特的能量。

由於前兩個氘核（氘核或$D-D$）反應式發生的或然率大約相等，並且其中的一個反應緊隨著有$D-T$反應，故5個氘核的熔合所釋放的

淨能量爲$3.2 + 4.0 + 17.6 = 24.8$ 百萬電子伏特。由這個結果可以很容易地計算出，一克氘中的氘核經完全熔合後將產生 5.6×10^{10}卡。一加侖的普通水中大約含有$\frac{1}{8}$克的氘，所以其經完全提取及完全熔合後，約可產生 7×10^{9} 卡。此值大約等於300加侖的汽油全部燃燒後所產生的能量。在海洋中氘的總量據估計約爲4.5×10^{19} 克，其經熔合後產生的能量爲2.5×10^{30} 卡，或大約爲3×10^{20} 瓩一年。以全世界目前所消耗的功率爲 5×10^{9} 瓩而言，在海洋中氘的蘊藏量將可提供全世界好幾十億年的能量。

氘的熔合固然可以釋放能量，但是它反應的過程相當緩慢以致於不合實用，因此必須求助於氘核和氚核的熔合，即須以$D - T$反應式來釋放能量。在$D - T$反應式中所用的氚，可由中子與鋰 - 6同位素的反應獲得：



$$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \rightarrow T + ^{4}_{2}He$$

起初，中子必須由核分裂反應器中獲得。但是一旦核熔合的過程正在進行之中，則在$D - T$反應中所釋放出來的中子，即能夠被用來產生氚。

核熔合是氫彈爆炸時，在極短的時間內迅速釋放出巨量能量的來源。要使氫彈爆炸所產生的能量在受控制的情況下釋放出來是無法達成的，因爲氫彈需要分裂彈來做觸發器，而分裂彈只能夠在瞬間引發，氫彈或許可以在地下引發，使其所產生的能量以熱能的形式貯藏於地下；藉由注入的水而產生的蒸汽，可以逐漸地提取所產生的能量。

【核熔合武器】(Nuclear fusion weapon)

一種利用核熔合所釋放的能量爲殺傷力的原子武器，如氫彈。

【核磁元】(Nuclear magneton)

帶電粒子運動時產生電流，此種粒子自旋時和作圓周運動時同樣可產生磁場。其磁矩可以下式表之

$$M = e \ |\vec{p}| \ / 2mc$$

式中e是粒子的電荷，m爲其質量，c是光速，$\vec{p}$爲角動量，以$n\hbar$表之

。當 n 爲正整數時，磁矩是由圓周運動產生，當 n 爲 $\frac{1}{2}$ （半整數）時是自旋磁矩。

當 $|\vec{p}| = \hbar$， 即此粒子爲質子時，m 即是質子的質量 m_p， 此時的磁矩可寫成 $M_p = e\hbar/2m_pc$。這個磁矩就叫做核磁元，常用以作爲核磁矩的基本單位，約爲波爾磁元的 $\frac{1}{1,840}$。其值爲 $\mu_N = 0.505038 \times 10^{-23}$ 爾格/高斯。

由實驗得知各核子的磁矩爲：

質子　　$\mu_p = 2.79276\ \mu_N$

電子　　$\mu_n = -1.91315\ \mu_N$

中子並無電荷，但有磁偶極矩，這是因爲中子在部分時間變成一質子和一 π^- 介子。因 π^- 比質子輕，運動較快，結果磁效應是負電荷的旋轉所致，故中子的磁變極爲負。質子的磁偶極矩值奇特，也是由於和介子有交互作用之故。原子核的總磁偶極矩則是各核子的自旋所生磁矩與質子的軌道運動所生磁矩之和。

【核磁共振】（Nuclear magnetic resonance；N. M. R.）

質子宛如小磁鐵，具有磁矩（*magnetic moment*）。當其在穩定磁場中，即發生旋進（*precession*），就像廻轉器（*cycroscope*）所生旋進一樣。質子在磁場中所生旋進有一定頻率，其大小視質子的磁矩及所在磁場的強度而定。如在垂直原來固定磁場方向，另加一可變磁場，並使其頻率正好等於質子的旋進頻率，則發生共振現象，即所謂核磁共振。此共振頻率用儀器可測量到，其值與質子的磁矩有關，故如已知可變磁場頻率及固定磁場的強度，依核磁共振方法可很精確地求得質子（或另一粒子）的磁矩，或爲已知粒子磁矩及可變磁場頻率，依此法可精確地測得可變磁場的強度。

電子的波爾磁元甚小（$\mu_B = 9.27 \times 10^{-21}$ 爾格/高斯），不過核子的核磁元更小（$\mu_N = 5.05 \times 10^{-24}$ 爾格/高斯），由於磁化現象與

磁矩的平方成比例，故核子的磁化程度約爲電子的10^{-6}，可是利用核磁共振仍然能夠測量並觀察它的存在。

譬如純水分子，它們兩個氫原子的價電子構成上下自旋而抵銷，因此只剩下質子的磁矩效應。質子的磁矩爲$\frac{1}{2}(g_p\mu_N)$，因此當我們外加一個磁場$\overrightarrow{B}_0$時，則每個質子的磁矩就會沿著磁場的方向而分開爲兩個動態——上自旋（*upward spin*）與下自旋（*downward spin*）。上自旋的能量稍低，二個能態的能量差別爲$g_p\mu_N B_0$，根據統計力學，在熱平衡下具有上自旋的質子數目與具有下自旋的質子數目的比爲：

$$\frac{N_{up}}{N_{down}} = exp(g_p\mu_N B_0/kT) \simeq 1 + g_p\mu_N B_0/kT$$

$g_p\mu_N B_0$爲一個很小的數值。設$B_0 = 10^4$高斯，$T = 300°K$，則

$$\frac{N_{up}}{N_{down}} \cong 1 + 7 \times 10^{-6}$$

因此，上自旋的質子比下自旋的質子稍多。

下面介紹核磁共振的實驗，用以測量這個由質子磁矩而引起的能量差別：如圖10—93所示，在電磁鐵的強磁場內置入細玻璃管，管內裝滿純水，由於上自旋的質子數目比下自旋的稍多，因此平均起來就有一個淨向上的磁矩，這些具有上自旋或下自旋的質子，依照古典力學的看法，都是圍著B_0方向爲軸而旋進。

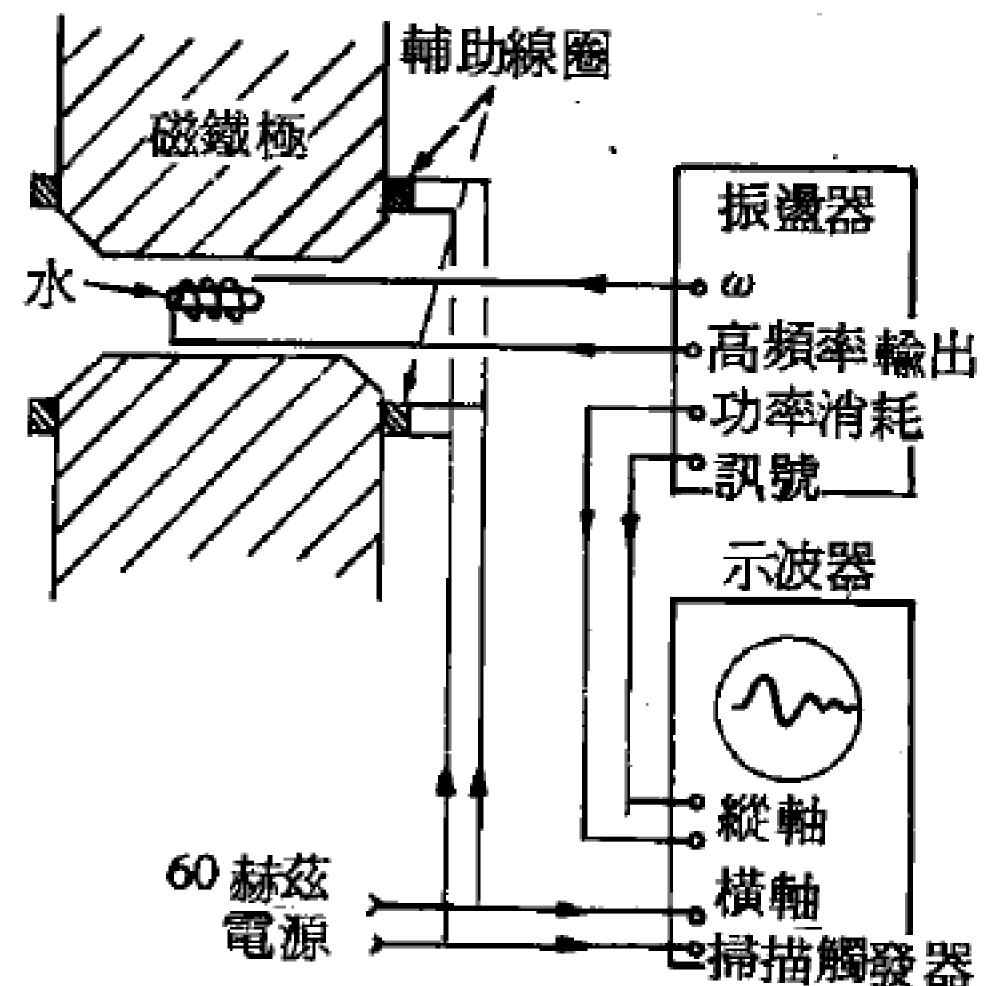


圖10—93　核磁共振實驗裝置

現在如果我們在玻璃管外面加上一個小的螺形線圈，並接在高頻率振盪器上，則在垂直於$\overrightarrow{B}_0$的方向，就有一個以高頻率（約21 *MHz*）變動的小磁場，這個磁場就可以改變

質子的自旋態——當從上自旋變到下自旋時，必須吸收能量，反之則放出能量，對一個質子來說，這個能量的大小是 $g_p\mu_N B_0$，依照量子力學來看，這是一個能量的躍遷，可是如果勉強用古典力學來解釋，可以看作是從一個自旋方向到另一自旋方向的旋進，其旋進的角頻率就是

$$\omega_p = \frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{g_p\mu_N B_0}{\hbar} \qquad (1)$$

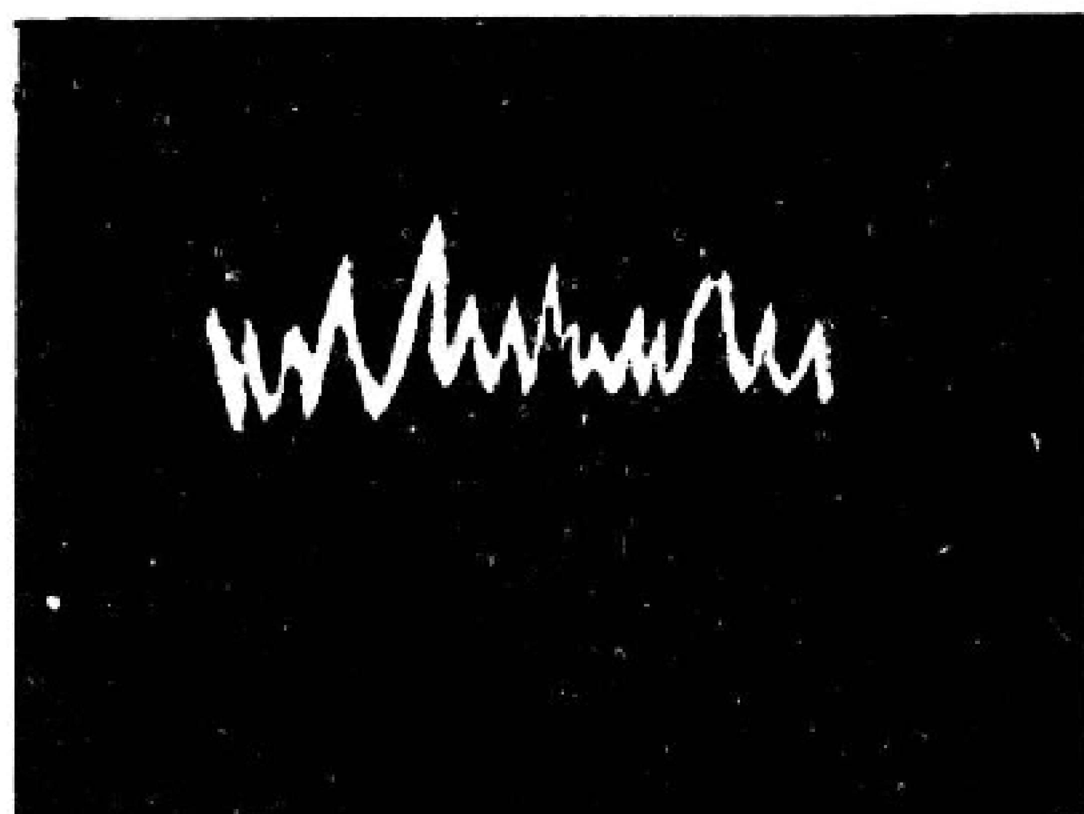
如果外加攪向磁場的變動角頻率 ω 剛好等於 ω_p，則就會有共振現象的發出，由於分子的熱振動，使在低能量態的質子數目較多於在高能態的質子。因此，外加的橫向變動磁場在變動這些質子的能態時，就必定供應一些淨能量。當然，當質子的磁矩方向轉變時，必定會耗散一部分能量爲熱能；因此，正像強迫振盪（ *forced oscillation* ）的情形一般，必須在共振的情形下，外加的能源才能夠繼續不斷地補充能量，使質子的自旋方向不斷地轉變，由這個共振反應所收的淨效果，是外加振盪磁場供應能量，使質子自旋方向依（ 1 ）式的角頻率進動，因而保持具上自旋與下自旋的質子的數目相等。外加橫向變動磁場中能量的消耗是可以被測出來的，因此知道在甚麼時候發生了共振。

在通常的實驗裝置中（如圖 10—93所示），我們保持變動磁場的角頻率 ω 不變，而微微地改變 ω_p（這個變動當然在 $\omega_p \approx \omega$ 的附近），以顯示共振的現象，並由共振時的 ω_p 可以測到質子的磁矩。改變 ω_p 的方法，是改變 B_0，如圖 10—93，在磁鐵上還繞著一對輔助線圈，內通以 60 赫茲的變動電流，使 B_0 以 60 赫茲的頻率作微小的變動。另外，也將這個 60 赫茲的電流接到示波器的橫軸的掃描觸發器（ *trigger* ）上，使在 $\frac{1}{60}$ 秒內，示波器內的電子射束來回掃描一次，在這個時間內 ω_p 通常會遇到 ω 二次，如果將外加橫向變動磁場的功率消耗連接在示波器的縱軸上，則在示波器（ *oscillograph* ）上就會出現兩個共振的圖形，如圖 10—94 所示，當 ω_p 等於 ω 時，縱軸的能量消耗顯得特

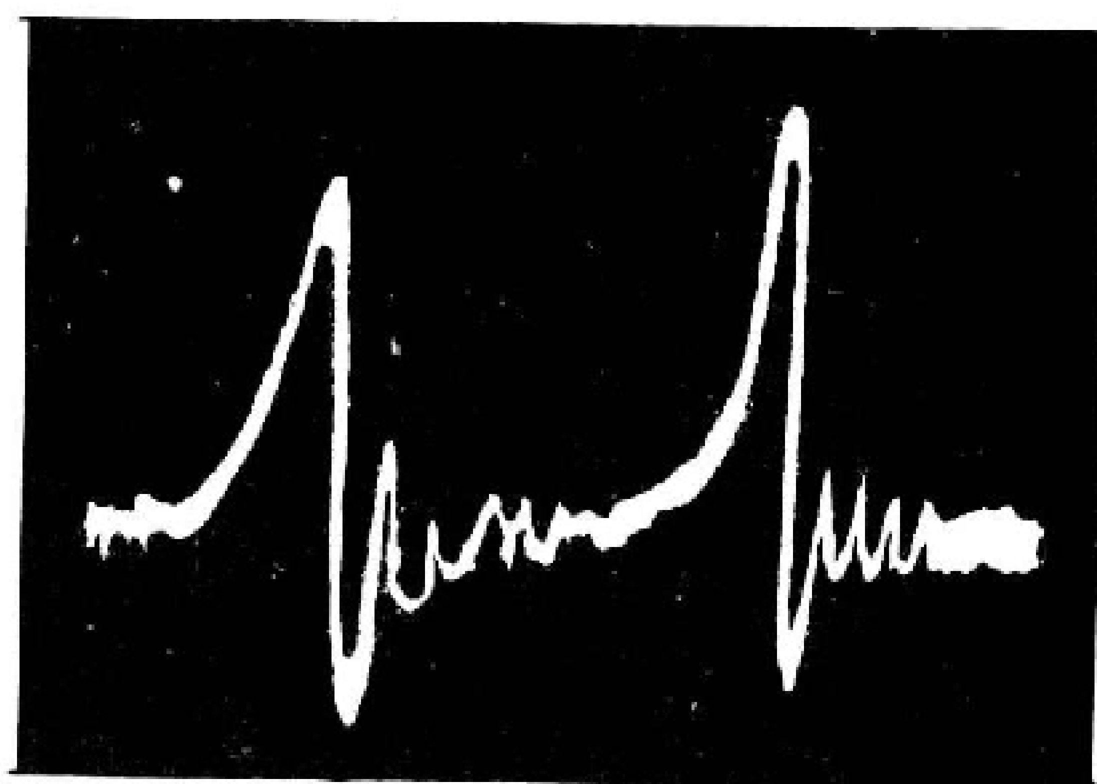
別大。

事實上，圖 10—94還不太像共振的圖形，在經過一個最大的尖峯後，能量的吸收顯示類似振盪的情形，這個結果是由 B_0 的變動所引起的。通常看共振，只要看第一個尖峯就行了。

對純水來說，由於質子(氫核)的轉動與整個分子的運動沒有什麼大關連，因此，外加磁場的能量消耗也不太大，使核磁共振不太容易被觀察，通常在純水內加進少許含鐵的化合物，借著其鐵磁性加重質子轉動與水分子運動的耦合，因而增加示波器上所量到的能量消耗，如此可使水中質子的核磁共振更加明顯。



(a) 純水



(b) 加少許 $FeCl_3$ 的水

圖 10—94

核磁共振在示波器上的表現(縱坐標爲消耗功率，橫坐標爲時間)。

【核燃料再處理】(Reprocessing of nuclear fuel)

在反應器中已用過的核燃料之內，尚存留有未用盡之 ^{235}U 及新生成之 ^{239}Pu 可資利用，藉化學方法可將鈾及鈽收回。除此而外，具高度放射性的分裂產物，亦必須移出集中處理，而已用燃料中其他可再用材料內的放射性污染亦應設法除去。這些化學處理工作稱爲核燃料再處理。

普通採用燃料再處理的方法有三大類，即降沉、溶解析出和分餾法。

【核輻射強度】(Nuclear radiation intensity)

核輻射強度與屏蔽的厚度成指數衰減。亦即 $I = I_0e^{-ut}$，I = 衰減

後的通量，I_0 ＝初通量，u ＝吸收係數，t ＝ 屏蔽的厚度，e ＝自然對數的基。

【核爆】(Nuclear explosion)

核爆就是使產生連鎖性分裂反應的能量，於極短時間內予以釋放的一種效應。早期的核爆純粹是分裂反應，現在的核爆多半都爲分裂和熔合的混合使用，因爲分裂中可供給熔合所需的高溫，這種核爆叫做熱核爆。在這種混合情況下，所產生的能量，較純由分裂所生的大得多，而且成本也較低。

【核譜】(Nuclear spectrum)

一核係爲在核力作用下密結在一起之核子（質子及中子）的集合，在基態下核子選取某一安定組態，除了基態組態外，一核可能有幾種激發態，這些可分成二類：粒子激發（ *particle excitations* ）及集合激發（ *collective excitations* ）。在一粒子激發中，一或更多核子移至另一較高能階，而根本不影響其他核子之運動，圖 10 — 95示出些在 ${}^{111}_{48}Cd$ 、 ${}^{130}_{54}Xe$ 及 ${}^{131}_{54}Xe$ 中之粒子激發所致之能階。

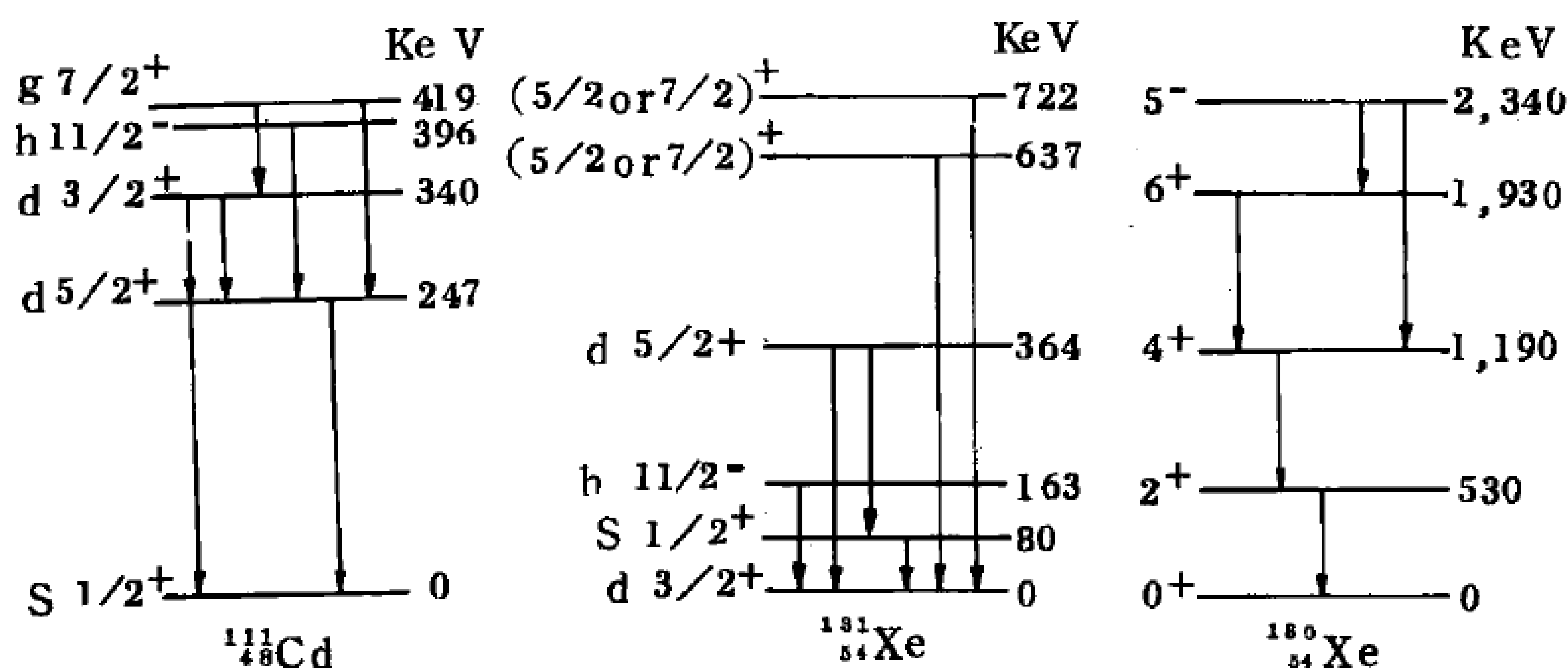


圖10 — 95 ${}^{111}_{48}$Cd、${}^{131}_{54}$Xe 及 ${}^{130}_{54}$Xe之輻射 γ 躍遷

在說明核軌道模型時，遠離魔數（ *magic number* ）之範圍內及具有未完全滿占軌道的核不是球形，而類似橢圓球。如同在分子中一樣，

在這些變形核中，主軸在空間轉動，終至產生所有核子均參與的集體轉動（ *collective rotation* ），轉動能量被量子化，因而一變形核具有幾個轉動能階，對於偶數－偶數核而言，轉動能階可表爲

$$E_{轉動}=\frac{\hbar^2}{2g}I(I+1)$$

式中 I 爲整個核的轉動角動量，因對稱關係只能取偶數；此即，$I=0,2,4,\cdots\cdots$，核的有效轉動慣量爲 g 。圖 10 — 95 示出 $^{130}_{54}Xe$ 之轉動能階，這些能階很明顯地遵循上式所定之模型，對那些非偶數－偶數核而言，轉動階之安排就比較複雜。

一核並非一剛體（ *rigid body* ）結構，其形狀可能相對於平衡形狀產生改變或振盪，像一液滴一樣，在一核中可能有幾個與集體振盪（ *collective oscillations* ）相關之振動激發態，這些振動激發態分離之能量均爲 $\hbar\omega$ ，此處 ω 爲振動角頻率，一般而言，集體轉動及集體振盪兩者之激發能遠比粒子激發能爲小，其量爲幾個 KeV 。

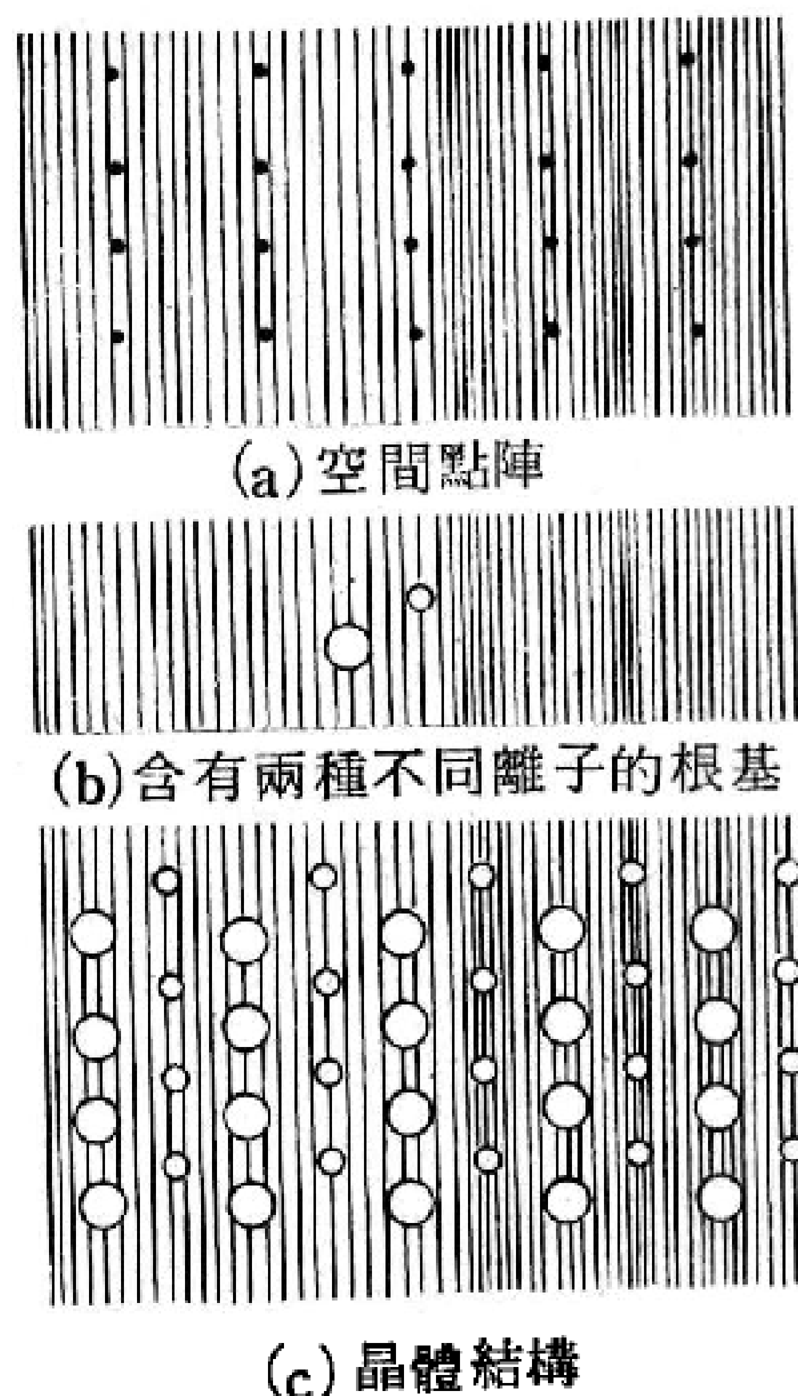
有完整軌道之核爲球狀，而不會呈現低轉動階或低振動階，具有最完整軌道之核只稍微變形，不會呈現轉動激發階而只有振動階。

一激發核可放出其過多能量，發射電磁輻射而躍遷到其基態，各個不同頻率的電磁輻射就構成一道譜系，便是核譜。這電磁輻射因歷史上之原因就稱爲 γ 射線，故核之 γ 射線譜的起源類似於原子譜及分子譜。因二個核穩定態間的輻射躍遷使核子運動重作調整而產生了 γ 光譜。$^{111}_{48}Cd$ 、$^{131}_{54}Xe$ 及 $^{130}_{54}Xe$ 之一些 γ 躍遷如圖 10 — 95 所示。

【根基】（ Basis ）

晶體的構造是週期性的堆集，構成這種週期性堆集的基本單元就稱爲根基。利用不同構造的晶格做爲骨架，然後在每晶格點上放置一群原子或分子，這群原子或分子就是根基。它可由最簡單的一個原子到複雜的巨大分子所構成，每一個根基必須有相同的成分和相同的組合方式。

將一個根基加到每一晶格點上的方式如圖10—96所示。只看(c)的晶體構造就可認出根基，然後也可猜出空間晶格的構造。在實驗上晶格及根基的構造是用X光或中子繞射分析得來。以氯化鈉晶體爲例，空間晶格是面心立方，根基包含一Na^+離子在（0,0,0），一Cl^-離子在（$\frac{1}{2}$,$\frac{1}{2}$,$\frac{1}{2}$），如圖10—96，小圓圈代表鈉離子，大圓圈是氯離子。



(a)空間點陣

(b)含有兩種不同離子的根基

(c)晶體結構

圖 10—96

【格子能】（Lattice energy）

詳閱"結合能（*Binding energy*）"條。

【格子排列】（Lattice arrangement）

指核反應器內那些固態的可分裂（*fissionable*）及不可分裂物的幾何排列而言。譬如，芝加哥大學的第一座連鎖反應堆就是用鈾塊及石墨塊組合而成。

【格子間原子】（Interstitial atom）

正常格子間多擠一個原子就叫格子間原子。

【格子點】（Lattice point）

初基格子（*primitive lattice*）爲只有一個格子點之格子，非初基格子則不止一個格子點。

我們看到三度空間的初基格子有8個角可能會誤認爲它有8個格子點，其實每一個角有8個鄰近的格子相共用，所以實際上提供了$\frac{1}{8}$個格子點，8個角正好提供一個格子點。以此類推，體心（*body-centered*）的格子有2個格子點，C面心也有2個格子點，面心（*face centered*）則有4個格子點。

【格里哥望遠鏡】(Gregorian telescope)

反射望遠鏡(*reflecting telescope*)之一種。其配置方式係使用一個中心有一小孔之大鏡，與目鏡相連，在主軸焦點稍近處置有一橢圓面鏡可將光線聚集於目鏡內。

格里哥望遠鏡之採用焦點比蓋賽林式(*Cassegrainian system*)長，其配置方式大致相同。

【格里哥曆】(Gregorian calendar)

太陽曆中，古代以儒略曆(*Julian calendar*)爲最有名；這曆從西元前 46 年開始使用，一年分爲 365日，每 4 年置一閏日 (*leap day*)改爲 366日。現行國曆是格里哥曆，是 1582 年格里哥十三世改正儒略曆的太陽曆而訂定的。這曆的規定是：

一年分爲 12 個月；1、3、5、7、8、10、12 等月各 31日；4、6、9、11 月各 30 日；平年 2 月是 28 日，閏年是 29 日。凡西元年數是 4 的倍數的年是爲閏年，但 100的倍數是平年，400的倍數又爲閏年。

這種格里哥曆和太陽的運行正相符合，每 3,000年差一日，所以算作太陽曆中最合乎天象的曆法。但是每月日數不整齊，每季日數也不等，星期也沒有一定；所以近年來常常有改曆的提議。在改曆案中，以13月曆和世界曆最占優勢。13 月曆是以一年爲 13 個月，每月四星期，凡 28 日；每年加一空日，置於年末，不計算在星期和月內；閏年則在 6 月和 7 月之間，加一閏日，也不計在星期和月內。世界曆是以一年爲四季，每季三個月，各 31，30，30 日；每年加一年終日置於年末，不計在月內和星期內；閏年加一閏年日，也不計在月內和星期內。至於置閏的方法都和格里哥曆相同。

【格林定理】(Green's theorem)

即革忍定理。

詳閱“革忍定理（*Green's theorem*）”條。

【格林函數】（Green's function）

詳閱“革忍函數（*Green's function*）”條。

【格林威治太陽時】（Greenwich apparent time；簡寫G.A.T.）

這是在格林威治子午線的太陽時。格林威治太陽時加東經即得地方太陽時（*local apparent time*）。格林威治太陽時減西經亦得地方太陽時。

【格林威治平均時】（Greenwich mean time；簡寫 G.M.T.）

格林威治子午線上的鐘錶時，格林威治平均時加東經即得地方平均時（*local mean time*）。格林威治平均時減西經亦得地方平均時。

【格拉姆環】（Gramme's ring）

此器爲發電機中之主要部分如圖10—97所示，亦名環狀發電子。蓋以多重環狀軟鐵板相重疊，而用絕緣銅絲捲於其周圍環之中央，設一絕緣物製成之軸，其上嵌多個銅片，各銅片均互相絕緣，是謂之轉換器（*commutater*）。另以絕緣之銅絲，將捲於環上之銅絲連於銅片，使電流能通，又以二金屬刷 A、B 接於換向器之相對兩側，將此格拉姆環置於兩磁極間，廻轉之，則環內生感應電流。由換向器傳於 A、B，而成直流，誘導於他處，可供使用，如不設換向器及 A、B 二刷，僅將纏於環上之銅絲端通於外而連於他處，則生交流。

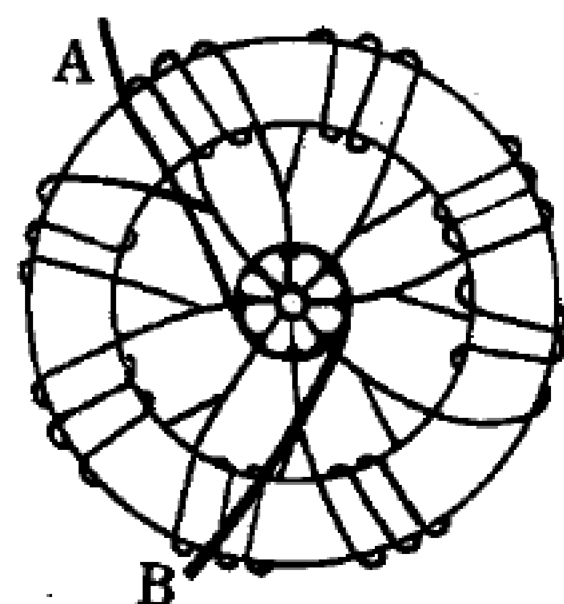


圖10—97

【格倫奈生常數】（Grüneisen constant）

當熱能加在某一物系時，這物系可能增加其內能，並對外作功，而滿足能量不滅定律

$$đQ = dU + PdV \tag{1}$$

因內能U可表示爲溫度及體積的函數，所以

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T dV \tag{2}$$

代入上式，整理得

$$đQ = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + P\right] dV \tag{3}$$

因此，這物系之定容比熱爲

$$C_V = \left(\frac{đQ}{dT}\right)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \tag{4}$$

理論上C_V似乎很容易被求得，然而就實驗來說，則定壓比熱C_P比較容易觀察，因此往往借用所測量得到的C_P以決定C_V。又

$$TdS = C_P dT - T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dP = C_V dT + T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V dV$$

因此

$$dT = \frac{T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V}{C_P - C_V} dV + \frac{T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P}{C_P - C_V} dP \tag{5}$$

但是

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P dV + \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V dP \tag{6}$$

比較（5）、（6）兩式，知

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P = \frac{T\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V}{C_P - C_V} \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = \frac{T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P}{C_P - C_V}$$

此兩式的結果，都顯示

$$C_P - C_V = T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \qquad (7)$$

但是P, T, V構成一狀態方程式$f(P, T, V)=0$，故從偏微分之定義不難證明

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P=-1$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V=-\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$$

代入（7）式，得

$$C_P - C_V = -T\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P^2\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T \qquad (8)$$

體膨脹係數（*expansion coefficient*）α_V及壓縮係數（*compressibility*）k可定義如下：

$$\alpha_V \equiv \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \qquad k=-\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$$

則（8）式可被改寫爲

$$C_P - C_V = \alpha_V^2 TV / k$$

因爲α_V及k都是正數，故$C_P - C_V \geq 0$，如圖10－98所示，因此在任何溫度之C_V，均可利用C_P的觀測值求出。如果沒有壓縮係數的資料，常引用經驗性公式

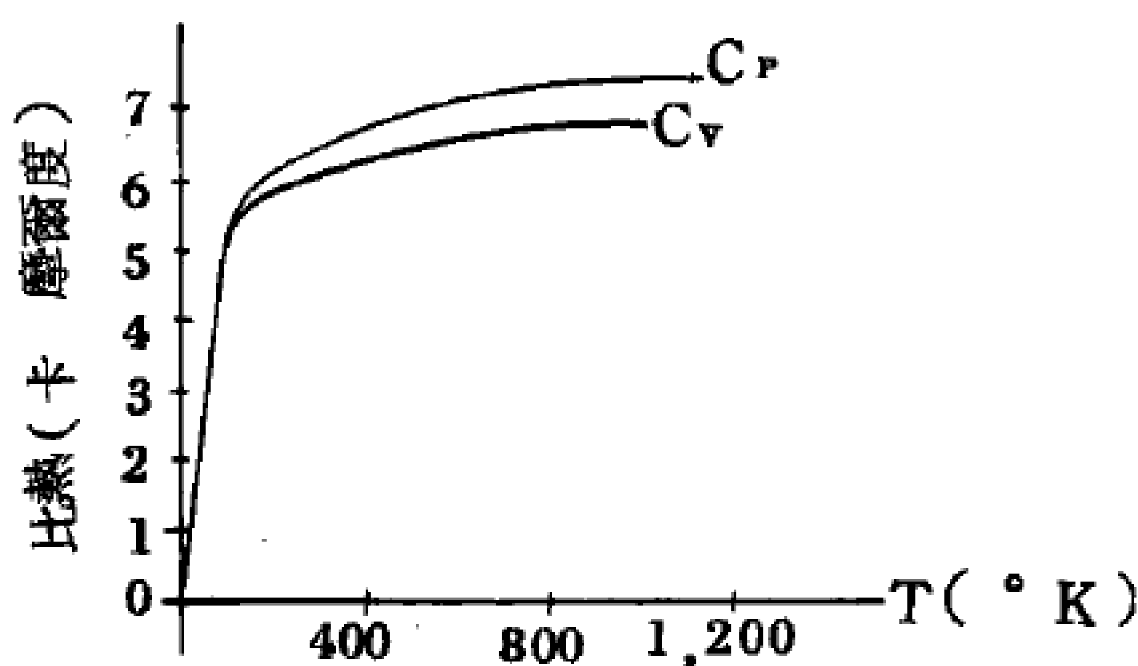


圖10－98
銅之比熱與溫度關係

$$C_P = C_V(1 + r\alpha_V T) \qquad r = \alpha_V V / k C_V \qquad (9)$$

r被稱爲格倫奈生常數，而與溫度無關，因此可預先在特定之溫度下，先測出r值，再代入（9）式以求出其他溫度時近似的C_V值。

【格倫奈生關係式】（Grüneisen relation）

對晶體而言，當溫度增加時其晶格振盪的振幅加大，此時如考慮非諧和項，則自由能不再爲極小值，因爲非諧和項影響到自由能的變化。晶體爲了維持自由能爲極小，其體積勢必膨脹（或收縮），故在這種情況下自由能也是體積的函數，可以寫成下式：

$$F = E - TS = E_0(V) + F_D(T、V)$$

式中 $E_0(V)$ 是 $0°K$ 時晶體的內能，僅爲體積的函數；F_D 是爲了具體說明起見，以德拜模型（*Debye model*）爲基礎所導出的自由能近似值；S 爲熵（*entropy*），T 爲溫度。同樣內能可寫爲：

$$E = E_0(V) + E_D(T、V)$$

式中 E_D 爲以德拜模型爲根本所導出的內能，可求得下式：

$$F_D = Tf\left(\frac{\Theta}{T}\right) \qquad (1)$$

式中 Θ 是德拜溫度。本來只與頻率有關係，但是根據格倫奈生常數的定義，頻率和體積的改變互相關連，所以 Θ 也爲體積的函數，如下式：

$$\gamma = \left(\frac{\Delta\omega_D}{\omega_D}\right)/\left(\frac{\Delta V}{V}\right) = -\left(\frac{d\Theta}{\Theta}\right)/\left(\frac{dV}{V}\right) \equiv -\frac{d(\log\Theta)}{d(\log V)}$$

由熱力學導出的壓力及熵值的公式分別爲：

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T \qquad S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V$$

則 $E = F + TS = F - T\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \qquad (2)$

$$P = -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right) - \left(\frac{\partial F_D}{\partial V}\right)_T \qquad (3)$$

根據（1）式及（2）式可得

$$F_D = Tf\left(\frac{\Theta}{T}\right) \qquad \frac{\partial F_D}{\partial\Theta} = f' = \frac{E_D}{\Theta}$$

則（3）式可化爲

$$P = -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right) - \left(\frac{\partial F_D}{\partial \Theta}\right)\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)_T$$

$$= -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right) - f'\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)$$

$$= -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right) - \frac{E_D}{\Theta}\left(\frac{\partial \Theta}{\partial V}\right)$$

$$= -\left(\frac{\partial E_0}{\partial V}\right) + \gamma \frac{E_D}{V} \qquad (4)$$

將（4）式對溫度偏微分可得

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \gamma \frac{C_V}{V}$$

線膨脹係數爲體膨脹係數的$\frac{1}{3}$，所以

$$\alpha = \frac{1}{3}\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = -\frac{1}{3V}\frac{(\partial P/\partial T)_V}{(\partial P/\partial V)_T}$$

$$= \frac{1}{3B}\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = \frac{\gamma C_V}{3BV}$$

上式即格倫奈生關係式，式中B表容積彈性係數，這關係式關連線膨脹係數及比熱之值，對正方晶體而言是與實驗相當一致的。

【格森第原子學說】（Gassendi's atomic theory）

1658 年法國哲學家格森第提出一原子學說，與德謨頡里圖（*Democritus*）的學說大致相同， 他的新見解爲：固體原子像一個小球，原子與原子間藉一種鉤子互相連接著（如圖 10—99），使原子互相吸引而結合在一起，這種吸引力很像磁力一樣，故固體原子結合就像小小磁鐵聚集一起一樣的堅牢。格森第並不是科學家，但他對原子間具有原子磁吸力的觀念，可說是接近一個物理理

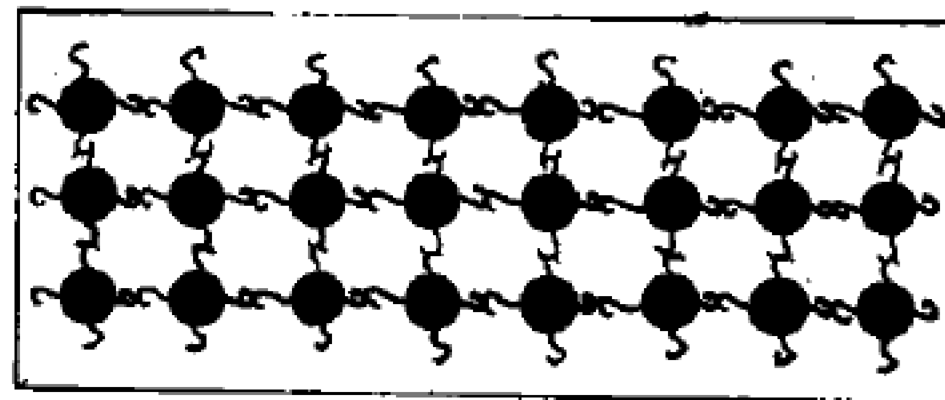


圖 10—99　格森第原子學說

論了。

【格雷木定律】(Graham's law)

1.格雷木在1831 年所發現的定律。氣體由容器的小孔噴出時，其速率與氣體的平方根成反比。即若噴出速度爲 v ，容器內外的壓力爲 p_1 和 p_2 ，氣體密度爲 ρ ，則

$$v=\sqrt{2(p_1-p_2)/\rho}$$

2.關於氣體或液體的擴散速度的定律，即氣體或液體的擴散速度與分子量的平方根成反比。

即
$$\frac{u_1}{u_2}=\frac{t_2}{t_1}=\sqrt{\frac{M_2}{M_1}}=\sqrt{\frac{d_2}{d_1}}$$

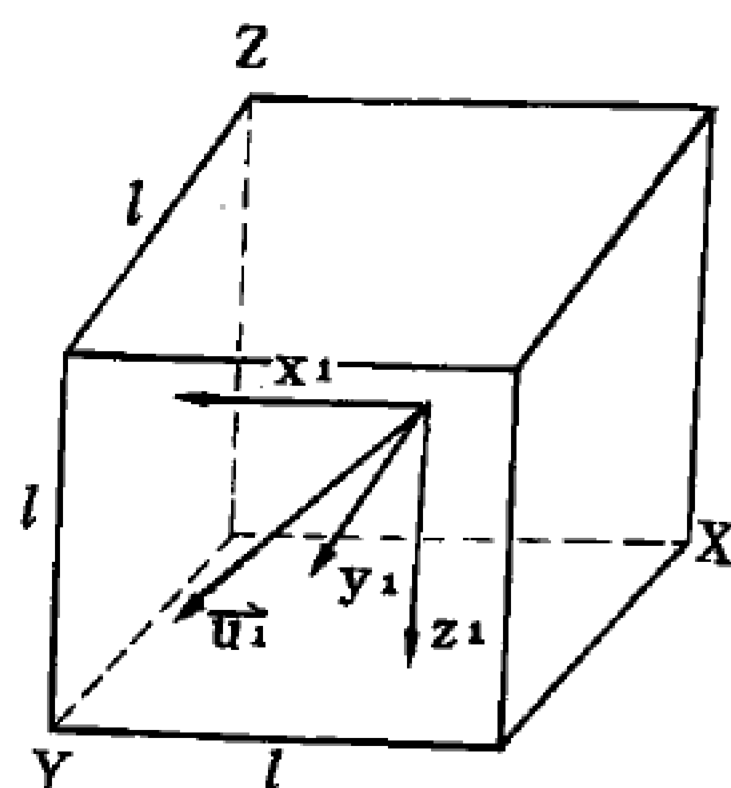


圖10 — 100

此式可由氣體分子運動學說導之如下：

如圖 10 — 100 ，設邊長爲 l 之正立方體之體積爲 V ，其中含 n 個氣體分子，又每分子之質量均爲 m 。但各分子直線運動之速度未必相等，以 u_1 ，u_2 ，u_3，……u_n 表之，第一個分子之速度 u ，可用 x_1，y_1，z_1 三分向量表之。

則其對立方體 YZ 面碰撞前之動量爲 mx_1 。又因分子爲完全彈性體，故碰撞後之速度不變，而方向相反。所以碰撞後之動量爲 $-mx_1$。於是第一個分子撞 YZ 面一次之前後動量改變 $mx_1-(-mx_1)=2mx_1$。單位時間內撞 YZ 面之次數爲 $\frac{x_1}{2l}$ 。則單位時間內對 YZ 面之動量改變＝加於 YZ 面上之力＝ $2mx_1\frac{x_1}{2l}=\frac{mx_1^2}{l}$ 。同理加於 XZ 面上之力 $=\frac{my_1^2}{l}$，加於 XY 面上之力＝$\frac{mz_1^2}{l}$ 。故加於正方體六面上之力＝$\frac{2(x_1^2+y_1^2+z_1^2)m}{l}$ 。依立體幾何學，得

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = u_1^2$$

所以
$$\frac{2(x_1^2 + y_1^2 + z_1^2)m}{l} = \frac{2mu_1^2}{l}$$

依同法可導出第2，第3，………第n個分子者各爲

$$\frac{2mu_2^2}{l}, \frac{2mu_3^2}{l}, \cdots\cdots \frac{2mu_n^2}{l}$$

故n個分子對正方體六面所加之總力爲

$$\frac{2(u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \cdots\cdots + u_n^2)m}{l}$$

爲簡單計，此n個速度平方值之和以nu^2表示之，則

$$總力 = \frac{2nmu^2}{l}$$

在此$u = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} u^2}{n}}$，叫做均方根速度(*root mean square velocity*)。若以p表示氣體之壓力，則

$$p = n個分子對正立方體單位面積上撞擊之力 = \frac{總力}{面積}$$

$$= \frac{2mnu^2/l}{6l^2} = \frac{mnu^2}{3l^3} = \frac{mnu^2}{3v}$$

$$\therefore \quad pv = \frac{1}{3}mnu^2$$

以V表示克分子容積，M表示分子量，d表示密度，則

$$pV = \frac{1}{3}Mu^2$$

$$\therefore \quad u = \sqrt{\frac{3pV}{M}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{3p}{d}}$$

若於同壓、同溫下，相異兩氣體之均方根速度各爲u_1，u_2，密度各爲

d_1, d_2，分子量各為M_1, M_2。則

$$\frac{u_1}{u_2}=\sqrt{\frac{d_2}{d_1}}=\sqrt{\frac{M_2}{M_1}}$$

又同體積之氣體，其流出之時間與速度成反比，即$\frac{u_1}{u_2}=\frac{t_2}{t_1}$

$$\therefore \quad \frac{t_2}{t_1}=\sqrt{\frac{d_2}{d_1}}=\sqrt{\frac{M_2}{M_1}}$$

【格蘭、佛科起偏器】(Glan-Foucault polarizer)

利用方解石製造的起偏器(*polarizer*)十分簡單，事實上任何具有平滑面的方解石晶體就是個起偏器。如果以類似的晶體，在微細的光束下，作幾乎是任意角度的旋轉，則出射光束便呈偏振。晶體“不得不”將入射光束分成兩種偏振光束，二者在晶體面的方向有些微的差異，因而當出射時便構成兩個毗鄰的線偏振光束，振動方向彼此垂直了。

然而除非入射光束十分細小，或是晶體十分龐大，否則出射的光束將會部分或全部地彼此重疊在一起，在重疊的區域內不會有偏振現象發生，因爲兩個正交的型式已相加在一起。同時也沒有固定的相位關係，使用較大的晶體便可避免此一困難，但是大的晶體很難尋獲。因此不常用這種簡便的方法製造起偏器。

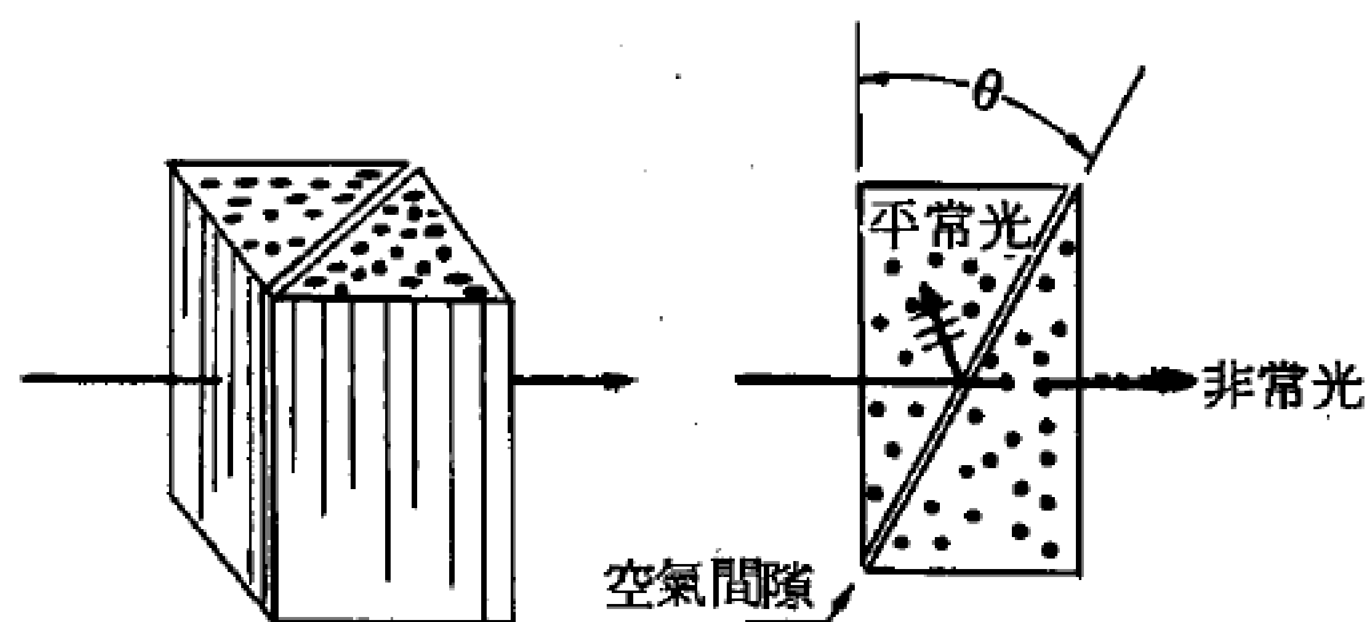


圖10—101
格蘭、佛科起偏器的造型。垂直的黑點標記代表光軸的方向。

格蘭(*Glan*)與佛科(*Foucault*)發明了一種絕佳的方解石起偏器，如圖10—101所示；利用兩片方解石的結合製成，每一片晶體的截面都是三角形，即整個晶體爲稜柱形，頂角38.5 度，都是取自很大的自然斜方晶體，切割後使得稜柱體的幾何軸與光軸平行。稜柱體彼

此相靠，中間留一道空隙，如圖上所示。當一細小的非偏振光束垂直射入外邊的稜柱體，一俟光線進入後，便一分爲二，稱爲平常光與入射光。當它撞擊到稜柱體的斜面時，將又如何呢？是否二者都是透明，抑或是都向內折射？發明者很巧妙地選擇了一個角度，使得光束之一完全向內折射，另一個完全透過。折回的光束在撞擊於第一個稜柱體面上的黑漆後便被吸收，透過的光束繼續前進，進入空氣間隙內。一如一般的折射，此一光束會明顯地偏向一側，但立即遇到第二個稜柱體，再以等量的偏折偏向原方向。因此，最終的方向仍是平行於入射方向而偏振度爲百分之百。

晶體中兩個有趣的參數是主折射率 ω 與 ϵ（分別爲 1.658 與 1.486）。根據此二數據，再加上司乃耳定律（*Snell's law*），便能求出稜柱體頂角的大小，而使光束中的一個分量（速率較慢的平常光）完全向內折射，另一分量（速率較快的非常光）則完全通過。稜柱體的大小與其偏振的能力無關；1 毫米厚度的稜柱體甚至與 100毫米厚度所造成的偏振度是相同的。

因方解石對小自 2,300 Å 的紫外線波長到大至 5 微米（*micron*）的紅外線波長皆屬透明，格蘭、佛科起偏器僅含方解石，所以此種起偏器可用於極廣的光譜範圍。然而使用時需令入射光對準入射面，不使與垂直方向夾有大的角度——大於 7°。二向色（*dichroic*）起偏器免除了這項限制；例如，一片 *H*- 22薄片也能產生高度的偏振，雖然入射光束離開垂直方向已近於 30°。

如果將兩個格蘭、佛科稜柱體結合在一起，除去其中的空隙，此種裝置便稱爲格蘭、湯普森（*Glan-Thompson*）起偏器，它可容許甚大於 7° 的角度偏差，然而連接處對於紫外光線通常是不透明的。

【氦】（Helium；He）

惰性元素之一，原子序爲 2。氦爲無色、無味、無臭的氣體，不與

任何物質作用。沸點爲－268.9°C，熔點－272.2°C，爲各物質之最低者。氦氣體比重爲0.138（以空氣爲1），微溶於水。

氦的主要來源爲天然氣，將天然氣中其他成分液化即餘氦氣，亦可由製液氧過程中取得。氦的沸點爲絕對溫度4.2°K，是各種物質中最低者，故爲低溫研究工作的最重要冷卻劑。氦亦用於氣球，醫藥上用以稀釋氧氣或痲醉氣體，供潛水者呼吸，充填燈泡、電焊、高純度物質精製等用途。

【氦Ⅱ】（Helium Ⅱ）

普通氦（*He* Ⅰ），在2.2°K左右變成超導體氦Ⅱ。氦Ⅱ除了能很快地穿過甚至連氦氣都不容易穿過的細孔和窄縫外，還有很多其他異常奇怪的性質。氦Ⅱ的導熱性要比銅好上1,000倍，它不能停留於置放在盛放液體的容器上方之燒杯中，它會形成薄膜慢慢地沿著杯壁的邊緣爬動再掉入容器中。如圖10－102，當一燒杯部分盛著氦Ⅱ，擧放在同樣盛著氦Ⅱ的較大容器之液面的上方，燒杯中的氦Ⅱ會形成薄膜慢慢地延著杯壁的邊緣爬動再掉入大容器中，最後使燒杯變空（如圖10－102(*a*)所示）。同樣情形如果一個空燒杯部分浸入氦Ⅱ容器中，超流體會流進燒杯中直至內外液面相同時才停止（如圖10－102(*b*)）。因爲氦Ⅱ沒有黏滯性，只要它形成薄膜開始

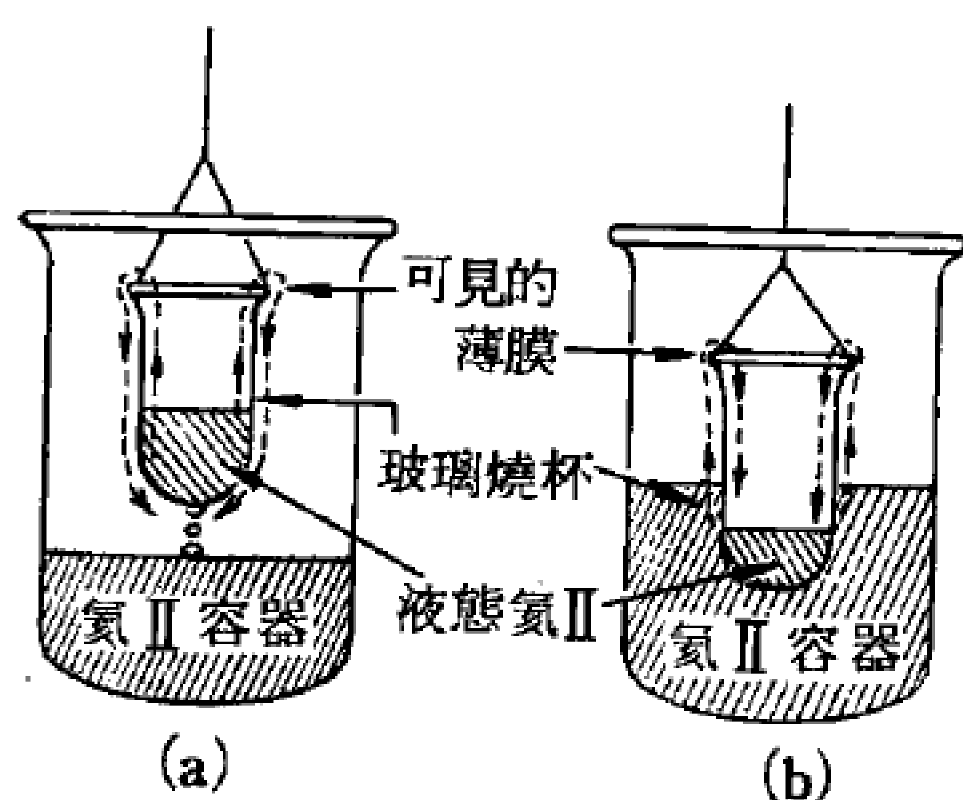


圖10－102
超流體氦Ⅱ形成薄膜的流動情形

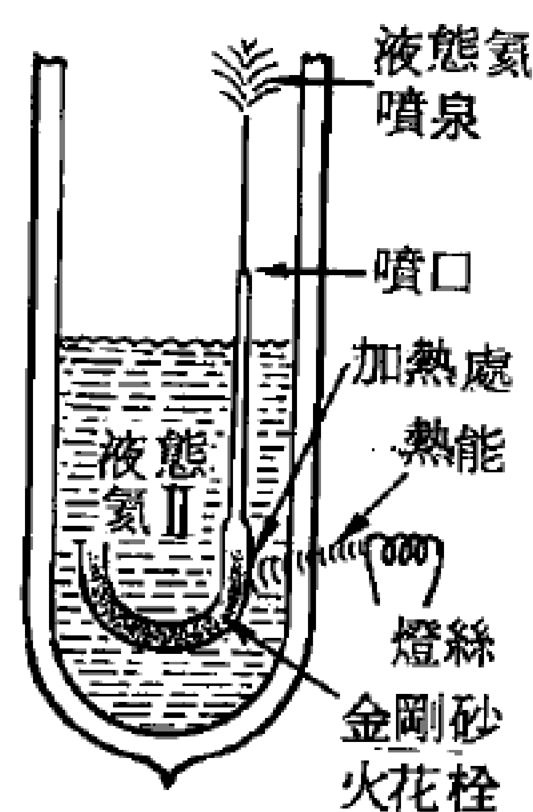


圖10－103
氦II的噴泉現象。當輻射的能量被如圖所示的金剛砂粉末火花栓吸收，超流體很快地衝進來，使得液體以可觀的衝力從噴口被逐出，噴水的高度可達30厘米高。

沿著杯壁爬動，沒有他物能阻其流動，燒杯中液體的整個質量沿著杯子的邊緣掉落下去。如果加熱，液體將會從盛放的管中噴出，並且將傳送一種熱或溫度的波動形式，此種液體相對於正常的液體，稱為“第二聲（*second sound*）”。通常液體僅支持包括有普通（或第一）聲的壓力波動。

【氧化】（Oxidize）

以前指氧與某物體化合的經過。但現在這定義已被推廣為：氧化是從一原子或原子團移去一電子。

【氧化物】（Oxide）

如鐵與氧化合即成銹。在接收管擔任放射電子的物質，多屬金屬的氧化物。

【氧化銅整流器】（Copper oxide rectifier）

披蓋一層氧化亞銅的銅片，因為銅與氧化亞銅相接觸的薄層具有單向導電性，銅片便成了個整流器。氧化亞銅層通過鉛片而與外面電路相接觸。氧化銅可以用來作為檢波器，也可以用來作為整流器。

【氧化鋇】（Barium oxide）

電子管的陰極常塗上此種易於放射電子的物質。

【氧化燈絲】（Oxide-coated filament）

指直熱式的燈絲陰極。

【氣光】（Airglow）

出現在地球上空之暗淡生輝。其位置在光譜之可見帶之外，不僅為最廣之輻射，且不為肉眼可見，使用敏感儀器則可清晰地檢查出其存在。氣光之出現不分晝夜，其成因一如極光（*aurora*），係因大氣之微小質點游離而成。在晝間出現者為晝光（*dayglow*），在夜間者為夜光（*nightglow*），其出現之過程稍有不同。

由大氣上層之原子經太陽光反射而成者為晨昏朦影（*twilight glow*

）。晨昏朦影之強度約為夜光之百倍，唯因日間亮度過強，故不易檢視。

氣光過去之流行名詞為持久極光，現在則為氣光一詞所代替。

【氣式核能反應器】（Gaseous nuclear reactor）

由於固體反應器核心中分裂物質熔點的限制，不能得到最好的效果，因此有氣體反應器之構想。其主要目的是在設計反應器的工作溫度不受分裂物質的熔點的限制，使推進劑氫氣溫度可到10,000°至20,000°F，這樣比衝量將高達每一磅物質每一秒鐘產生3,000磅推力。氣體反應器的基本構想，可簡單述明如下，使鈾成氣態保留在緩速劑與反射物質組成的"空洞"（*cavity*）—— 即反應器之核心內，為了能使反應器達到臨界質量，惟有增加空洞內之壓力，使鈾分子聚在一起。分裂後所產生之熱量是因氣態鈾直接與氫混合而傳給氫，這高溫的混合物經噴口噴出產生推力。氫和鈾的流量受許多因素的限制，氫與鈾的比例低時，因鈾原子量高而使比衝量減低。如高時則需較高壓力才能達到臨界。現在將一個認為可行的氣體反應器之設計簡述如下：鈾與氫混合後在原子爐外圍以切線方向壓入。因入口之特殊設計，混合氣體將依反應器中心軸方向而旋轉，故可使鈾氣保留在核心中較長時間。由鈾氣與氫的混合物的高速旋轉，及鈾較重於氫，故鈾向空洞壁集中。如此可在低壓下而達到臨界情況產生高溫。氫散佈在鈾氣中獲得熱能後與鈾氣一併由噴口噴出。當氫流率太高時會把鈾氣一起帶走，故流率不得太高。

【氣冷式反應器】（Gas-cooled reactors）

反應器用氣體，如CO_2、^4He或N_2作冷卻劑者稱為氣冷式反應器，目前已發展之氣冷式反應器有以自然鈾作燃料，石墨為緩速劑及CO_2為冷卻劑者。由於冷卻劑的溫度與壓力已成為兩個獨立變數，故氣冷式反應器可達較高的溫度。同時氣冷式反應器內材料的侵蝕問題不甚嚴重，氣體的導熱性較差為其缺點。一般氣冷式反應器之爐心均較大。

以天然鈾作燃料者，鈾需爲金屬狀態，故不能在高溫下運轉，燃料的可用值亦低，達 3,000 *MWD / t* 。鑑於此點，改進方法乃利用濃縮的鈾燃料作成二氧化鈾 UO_2 形式，如此可耐高溫，燃料的可用值亦較高。

在發展快中子滋生反應器中，除以金屬鈉爲冷卻劑外，氣冷式反應器亦爲一甚具發展潛力者，快中子氣冷式反應器多採用氦氣爲冷卻劑。氣冷式反應器核心運轉時溫度高達 1,400 °*F* 而生出的蒸汽溫度在 1,000 °*F* 左右，因此發電效率甚佳，這是其優點之一，另外還有一個值得重視的優點就是能夠以很低的燃料淨消耗量維持運轉，最新型的氣冷式反應器甚至於能夠生產燃料，當然缺點還是有的，最嚴重的要算體積龐大這一項，因爲氣體的熱容量很小，冷卻效能差，所以折算下來整個反應器單位體積所能生產的能量就顯得很低了，因此同樣發那麼多的電，氣冷式反應器的體積比別種型式的反應器要大得多。

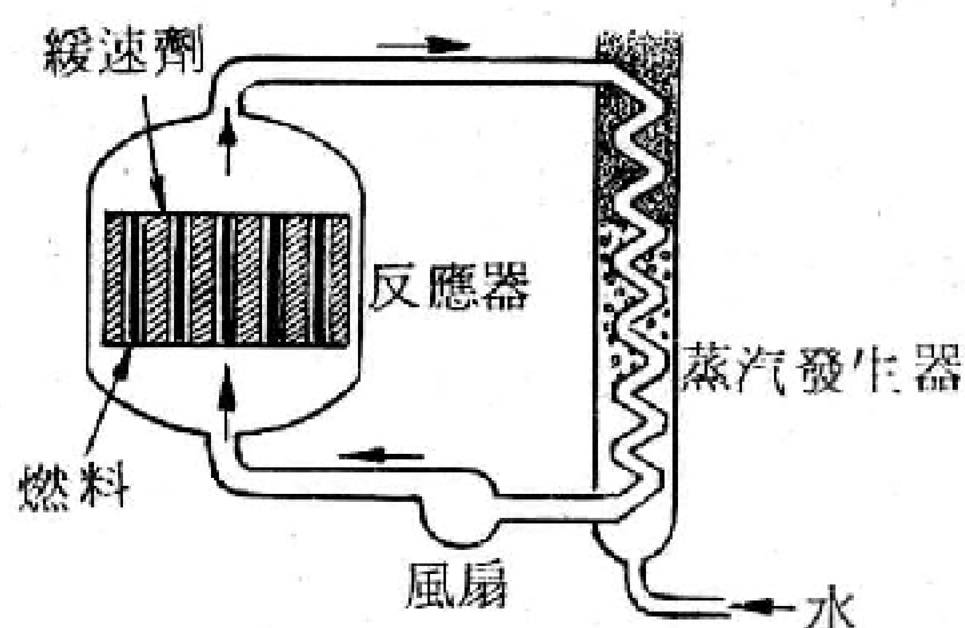


圖 10 — 104
氣冷式反應器蒸汽供應系統簡圖

參閱“氣體冷卻石墨緩和反應器（*Gas cooled graphite moderation reactor*）”條。

【氣冷式變壓器】（**Air-cooled transformer**）

將空氣導管裝置變壓器內，使空氣到達內部，連續流通，以減低熱度，且減少漏電損失。

【氣冷電子管】（**Air-cooled tube**）

以氣體來冷卻的電子管。

【氣河】（**Air river**）

在平靜的夜晚，離地面 250 ～ 700 公尺左右，常有一股反常的強風，時速高達 80 ～ 140 公里，氣象學家們稱爲夜間的低空“氣河”。

通常出現在平原地區上空，由於地面上的氣象臺很難觀測到它的動靜，所以很容易造成飛行事故。其吹送範圍不大，但有時能長達1,500公里，寬700公里。

【氣泡水準儀】（ Spirit level ）

一種用以檢定平面是否水平之儀器，稱氣泡水準儀。為一標有刻度的彎曲玻璃管，內部充以液體，僅留一小氣泡，將它置於待測平面上，由氣泡的位置便可知是否水平。

【氣泡室】（ Bubble chamber ）

氣泡室是一種相當新的粒子探測器，特別適宜於探測高能的粒子及其複雜的反應過程。是1952年葛萊瑟（ *Donald A. Glaser* ）發明的。它的主要原理是：當一些易揮發的液體（例如乙醚）被壓縮時，它們的沸點往往較高。當壓力忽然被解除時，其沸點降低，而液體呈超沸狀態。此時如有帶電粒子經過，它所產生的游離電子馬上就可以成為液體氣化的核心，而造成一條包含著微小氣泡的轍跡。這個轍跡可以被照下，正如霧室一樣（為了要照出轍跡的立體的現狀，通常是用幾個照相機，從數個不同的角度一齊去照它）。圖10—105表示氣泡室的操作過程。

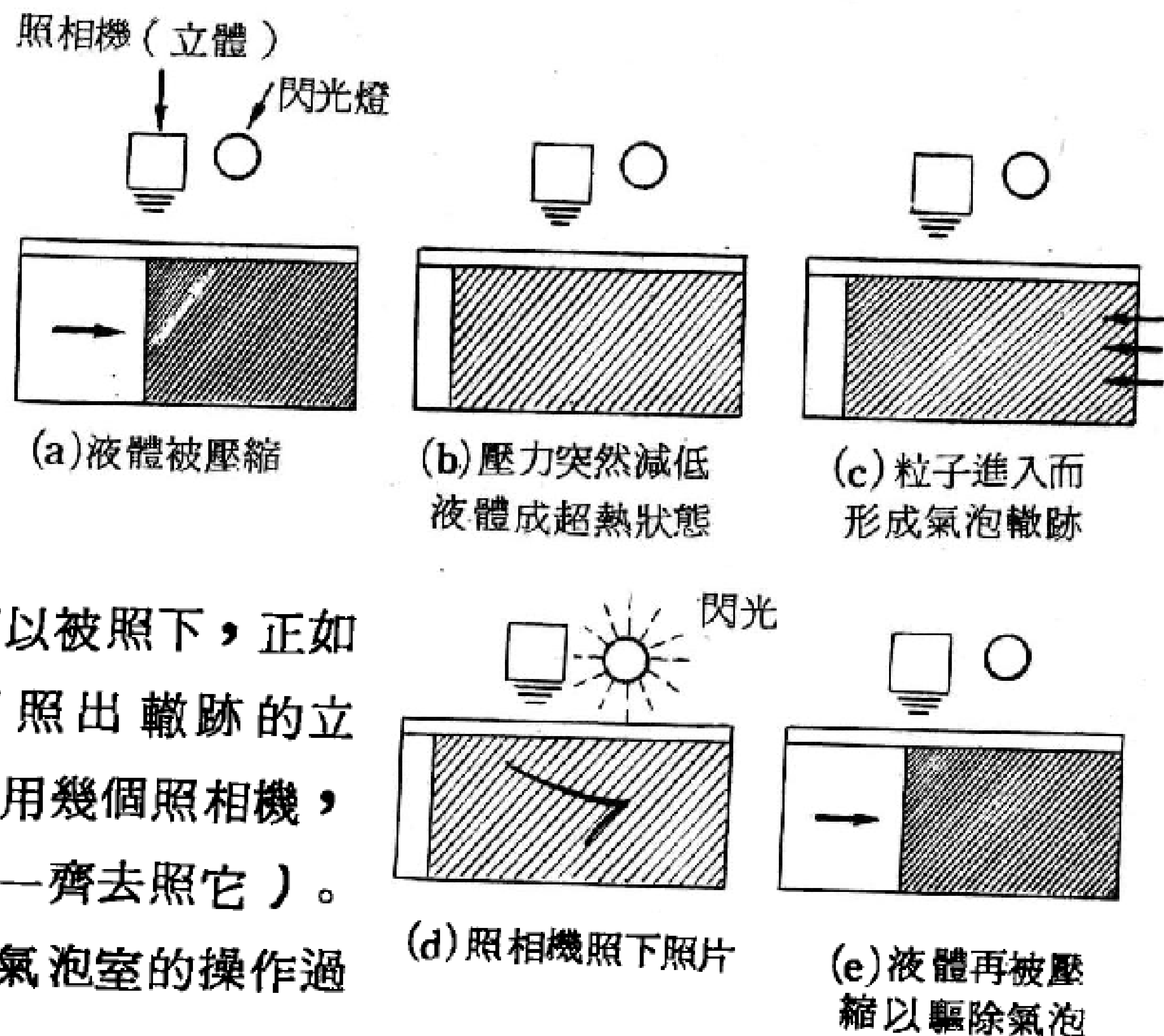


圖10—105　氣泡室的操作過程

氣泡室內可用的液體種類非常多，甚至液體氫（在25°K的溫度下

）也可以用。事實上許多大的氣泡室多是用液體氫的。因爲這樣可以集中了密度相當大的（純粹）質子，以供粒子反應之用。

氣泡室的優點很多，它的有效體積非常大。並且它是非常均勻而單純，不用去猜測外來的粒子到底是打在那一種原子核上。氣泡的轍跡都是非常細小的，能夠做更準確的實驗。且由氣泡的密度，還可以決定粒子的速度，進而確定粒子的種類。氣泡室唯一的缺點是，不能對它作太多的控制，以致照出來的照片非常混雜，必須有人細心地去把所需要的轍跡挑出來，然後再加以量度。

【氣泡壓】（Bubble pressure）

在液體中的氣泡其內面的氣泡壓力比其外面的壓力要大$\frac{2\nu}{R}$，其中ν代表表面張力，R是氣泡的半徑。

【氣流】（Air-flow）

空氣熱脹冷縮，脹時壓力小，縮時壓力大。若兩處壓力失去平均，則生對流運動，此稱爲氣流。

空氣的運動，其速度是用每分鐘或每秒鐘的呎數測量之，而體積則以每分鐘或每秒鐘的立方呎數測量之。

【氣柱定律】（Law of air column）

在一長管，設l＝管長，n＝頻率，則

$$nl = \text{常數} \quad \text{即} \quad n_1 l_1 = n_2 l_2$$

閉管（*closed pipe*）時

$$l_c = \frac{1}{4}\lambda \text{（}\lambda\text{爲基音波長）}$$

開管（*open pipe*）時

$$l_o = \frac{1}{2}\lambda$$

此卽氣柱定律。

1. 開管所發各音頻率之比爲 1 ∶ 2 ∶ 3，…… 與弦相似，可發任何次數之諧音。

2. 閉管所發各音頻率之比爲 1 ∶ 3 ∶ 5，…只可發奇數次諧音。

3. 同管長時，開管基音頻率爲閉管的二倍；即前者爲後者的第二諧音。

【氣候帶】(Climatic zone)

地球以南北二回歸線及南北二極圈分爲五帶，各帶氣候互有差異，稱爲氣候帶。可分：

1. 熱帶（ *tropic zone* ）——包括赤道南北二回歸線內的土地。這帶中一年內太陽正直照射二次，但回歸線上僅一次，是地球上溫度最高的地方。

2. 南北兩溫帶（ *temperate zones* ）——包括二回歸線至南北極圈間的地帶。這帶中太陽決無正直照射的時候，又無永晝永夜的地點，溫度中和，是最適於人類生活的地方。

3. 南北兩寒帶（ *frigid zones* ）—— 包括各極圈內的地帶。太陽低照，故受熱量最少，是極寒的地方。兩極地方太陽半年在地平線上，半年沒於地平線下，故半年爲晝，半年爲夜。

【氣圈】(Atmosphere)

地球外部爲約 1,000 *km* 厚的大氣， 如以地面密度計，折合爲 8 *km* 厚。依最近估計重量爲 $51.17\times10^{20}\,g$ 或 511.7 萬億公噸。其平均成分如下表。

大氣平均成分

氣　體	容　　　積 *ppm*	重量 *ppm*	總質量 $\times10^{20}\,g$
N_2	780,900	755,100	38.648
O_2	209,500	231,500	11.841
Ar	9,300	12,800	0.655

CO_2	300	460	0.0233
Ne	18	12.5	0.000636
He	5.2	0.72	0.000037
CH_4	1.5	0.9	0.000043
Kr	1	2.9	0.000146
N_2O	0.3	0.8	0.000040
H_2	0.5	0.03	0.000002
O_3	0.4	0.6	0.000031
Xe	0.08	0.36	0.000018

【氣球】(Balloon)

如物體自身的重量，小於同體積空氣的重量，則在空氣裏就可浮起。氣球原理就是利用空氣的浮力，用氫或氦裝在大氣囊內而成，氣囊下懸籃一個，人可坐籃中隨之上升。氣球在軍事上極爲重要，可用以探視敵情或防禦敵機。在氣象上可以用各種自記儀器繫在球下隨之上升，測量高空的壓力、密度和溫度等狀況。

【氣動力學】(Aerodynamics)

動力學的一部分，專研究空氣與其他氣體的運動，與固體對於此種氣體運動時所發生的力量。

【氣動阻力】(Aerodynamic drag)

空氣之作用，它抵抗空氣中運動之物體使其減速。

【氣象】(Weather)

環繞地球的大氣(主要是對流圈)中所發生的種種現象叫做氣象。換言之，是指天氣、氣溫、濕度、雲、下雨、氣壓、風等，時時刻刻的變化情形而言。

【氣象要素】(Element of meteorology)

表現某一地域、某一時刻的天氣特性的要素，指天氣、氣溫、濕度

、氣壓、風向與風速、雲形與雲量、下雨、下雪等等而言。

【氣象圖】(Meteorograph)

等壓線是將地圖上氣壓相等的各點連接而成的曲線，可表示出來高氣壓或低氣壓地區的位置。氣壓以水銀柱的高度(吋)或毫巴爲準。由等壓線就可知某地平均氣壓的高低。海平面的壓力爲 30 吋水銀柱，相當於 1,016 毫巴。換言之，0.1 吋的壓力，相當於 3.4 毫巴。等溫線(*isotherm line*)是將氣溫相等的各地連接成的曲線。除此之外，氣象圖還可以提供其他的天氣資料，如風速、風向、陰晴以及六小時以內的落雨量及其狀況等。每一個地區的天氣及氣溫的預測，都是由氣象圖上的資料來的。

【氣象觀測】(Meteorological observation)

爲瞭解大氣的狀態，測定氣溫、濕度、氣壓、風向、風速、降水量等，並觀測雲、天氣的狀態，這些事合稱做氣象觀測。

【氣溫】(Atmospheric temperature)

通常所說的氣溫，是指距地面約 1.5米左右高度的空氣溫度而言。在這個高度的氣溫，是和人類生活有密切的關係。其他高度的氣溫，是用“高幾米的氣溫”來表示。

【氣溫之分佈】(Spread of temperature)

氣溫在對流圈時，越高氣溫越低，在 11 公里處，大約 − 50 ～ −60 °C 左右。對流圈之上到平流圈的下部，溫度沒有多少變化，再上去越高時，氣溫也隨著增加，在 50 公里左右，溫度就和地表的溫度差不多。

【氣溫之日變化】(Daily variation of temperature)

一天間的氣溫變化，比較有規律。平常是日出之前最低，14 時前後最高。日變化在晴天時表示很清楚，雨天就較爲不明顯了。如圖10—106所示。

氣溫的上升，是太陽的輻射熱暖和地面，並且地面的輻射或對流而暖和空氣。地面所受到的熱量，是太陽高度越高時越大。

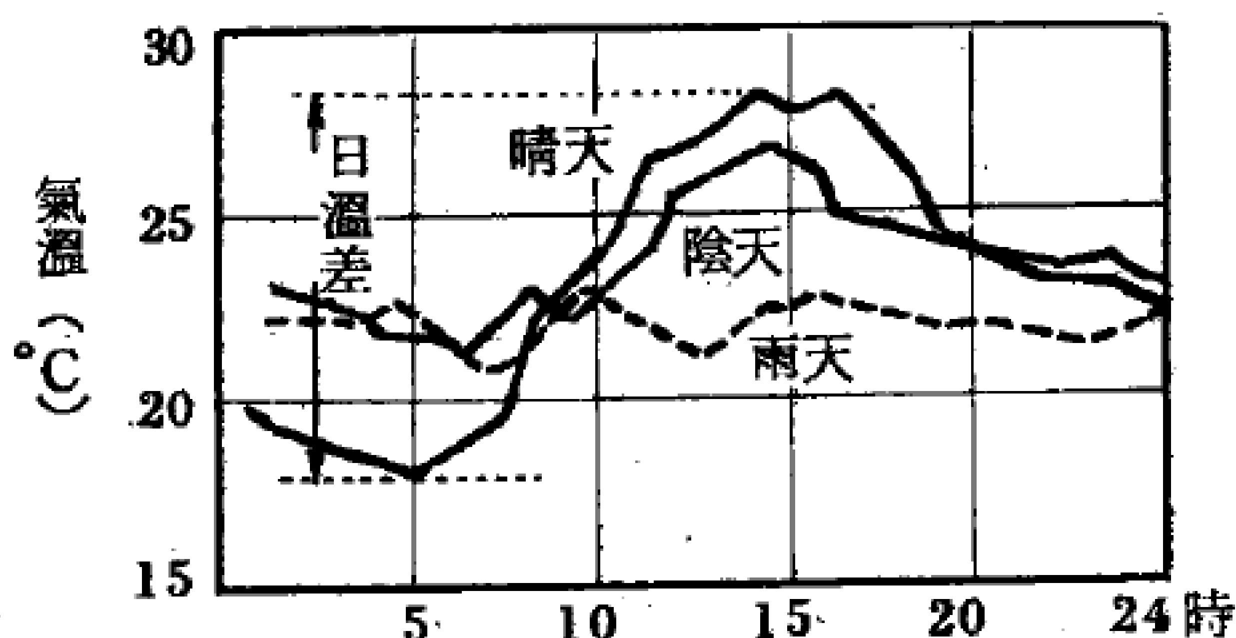


圖 10 — 106 氣溫之日變化

太陽高度以正午 12 時前後最高，因此最高溫度應在12時左右，但實際上，要使地面暖和起來，也需要一些時間，所以 14 時左右的氣溫最高。

氣溫的下降，是空氣輻射了熱，或風吹拂地面，因而喪失熱。地面或空氣都是不分日夜地向空中輻射著熱，因此，進入空氣的熱量比放出的熱量多時，氣溫就上升；相反地入者少，出者多，氣溫就下降。不過由於日子不同，偶爾也不具這樣有規則的變化。這是因爲外界來了暖和的空氣，或寒冷的空氣所引起的。

【氣溫之年變化】(Annual variation of temperature)

氣溫的一年間變化，是因爲地球的地軸傾斜，因此太陽的高度，或晝夜的時間比率，是以一年間的週期而發生變化。

年變化的類型有(1)赤道型（ *equatorial climate* ）(2)熱帶型（ *tropic climate* ）(3)溫帶型（ *temperate climate* ）(4)極帶型（*pole climate* ）等四種類型。我國的地理位置，一小部分屬於熱帶型，其他都屬於溫帶型。澳洲等地的南半球，氣溫的年變化，正好和北半球相反。

【氣溫之測定】(Measurement of temperature)

測量氣溫應在百葉箱（如圖 10 — 107 ）中測量，結果才能正確。溫度計的球之高度，應距地面約 1.2 ～ 1.5 *m*，同時不可對溫度計的球吹氣，或用手觸摸，讀取到 0.5度。使用自記溫度計時，能不停止的記

錄。若用最高溫度計、最低溫度計，測量上午9時的氣溫，可知前日的最高氣溫和當天的最低氣溫。

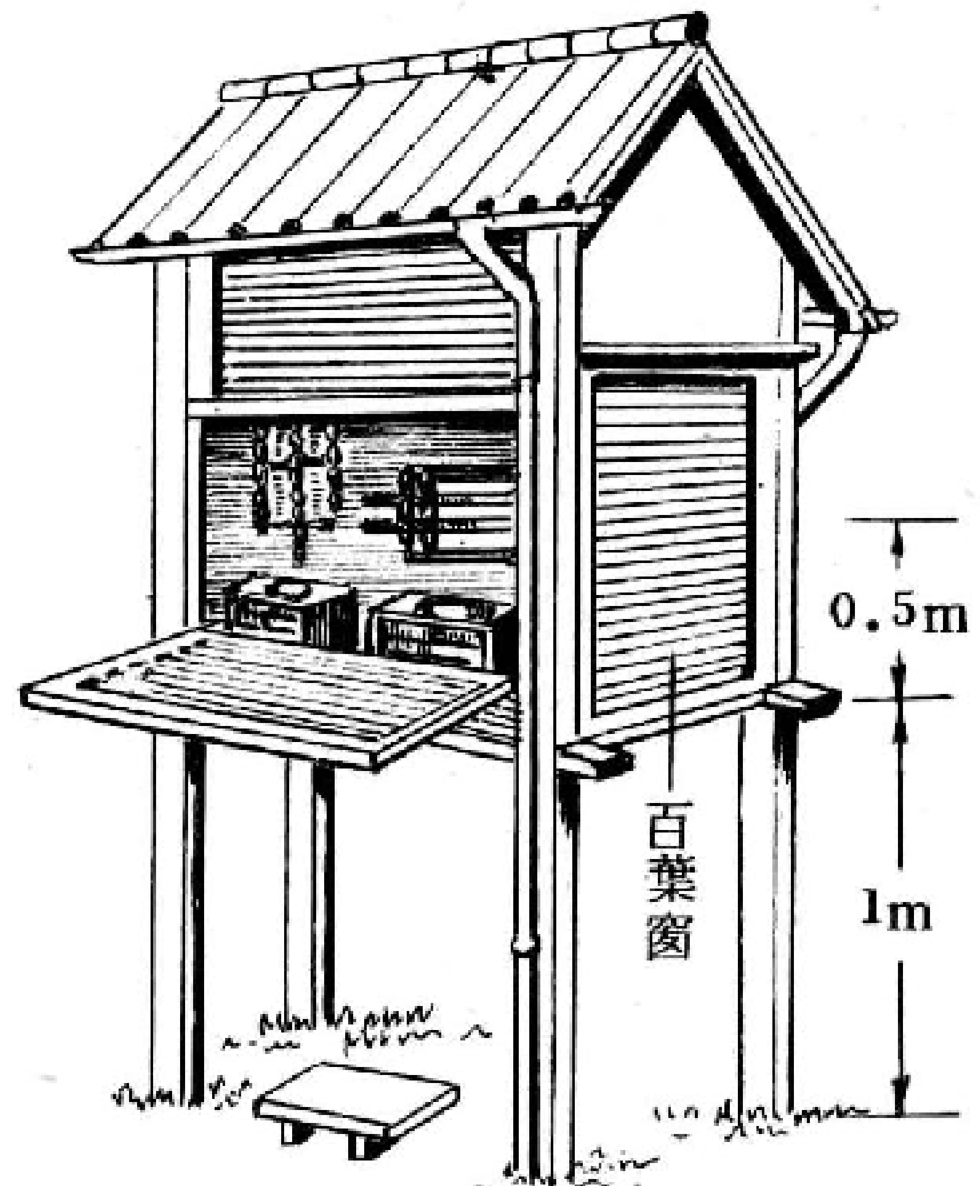


圖 10 — 107　百葉箱

【氣團】(Air mass)

地球上存著佔據廣大地域高氣壓，這種高氣壓在某一地域停滯很久以後，裏面的空氣便受到地表的影響，溫度或濕度幾乎具有同樣的性質。這種大塊的空氣叫做氣團。

從空氣的溫度來看，氣團分爲赤道氣團、熱帶氣團、寒帶氣團、北極氣團等。近於赤道的氣團暖和；近於極帶的氣團寒冷。從空氣的濕度來看，又可分爲大陸性氣團和海洋性氣團。大陸上的氣團乾燥，海洋上的氣團潮濕。

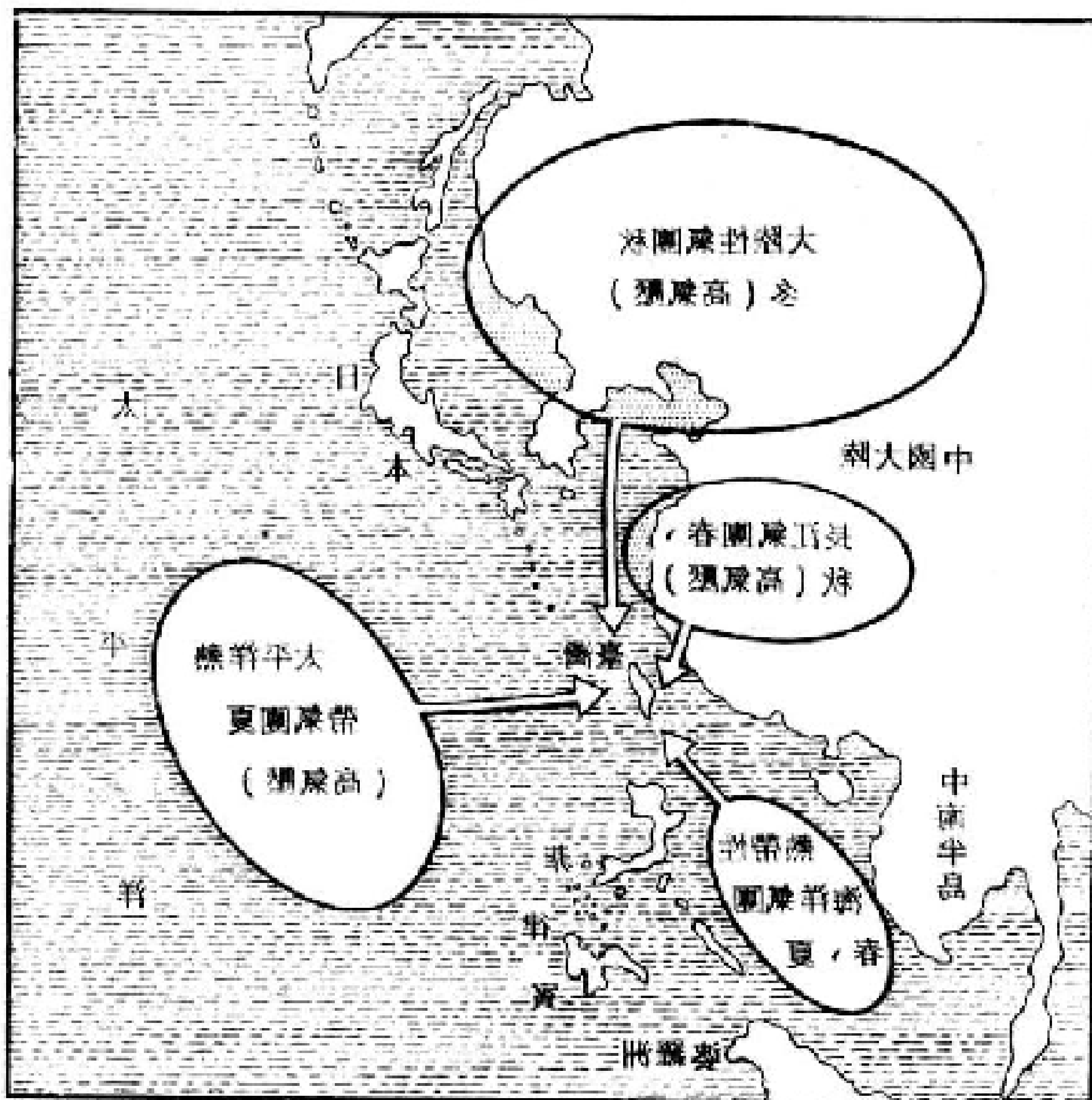


圖 10 — 108

【Ⅰ】大陸性氣團

秋、冬季從西伯利亞或蒙古高原南下的乾燥氣團，亦叫西伯利亞氣團。本省北部的東北季風（十月～三月）是這氣團所引起。這氣團越過東海時，吸收多量水氣，變成濕潤，再遇到本省北部的山脈，往往在東北部造成下雨。

【Ⅱ】熱帶性海洋氣團

春、夏季發生於南海，是濕潤的，當它向臺灣的較熱陸地移動而遇到西南部山脈，在西南部的山

地就有大雨，同時在平地也會引起驟雨。本省南部的西南季風（四月～九月）是這氣團所引起的。

【Ⅲ】太平洋熱帶氣團

產生於本省東南方面的太平洋上，在夏天發生的次數特多，但春、夏也有。它溫暖並帶水氣，向西北進行，遇到本省中央山脈，就在東部造成驟雨。當它進入赤道區並停留時，叫做赤道氣團，並變成颱風的根源地。

【Ⅳ】長江氣團

每年春、秋季發生於我國長江流域以南，是溫暖而乾燥的高氣壓氣團。這個氣團伸延至日本或臺灣，當地的天氣就很好，不過夜間也較冷。它是屬於大陸性熱帶氣團。

氣團容易在海洋上空和大陸上空形成，大者直徑有時達到1,000公里之巨。如果一氣團停留在同一地域，該地域就一直維持同樣天氣。如果氣團移動或衰退，天氣就變化。當性質不同的兩氣團相遇時，其分界面叫做鋒面或不連續面（*surface of discontinuity*）。鋒面和地面的交線叫做鋒或不連續線。在鋒面附近因為溫度或水氣量急激變動，所以天氣隨之變化。按照行動分類，鋒主要者有下面三種。

1. 暖鋒（*warm front*）——如果暖氣團爬到冷氣團上面而上升就造成暖鋒。在鋒前面的一寬地帶通常有雲和雨。暖鋒一過，氣溫就升高，天氣轉好。如圖10—109

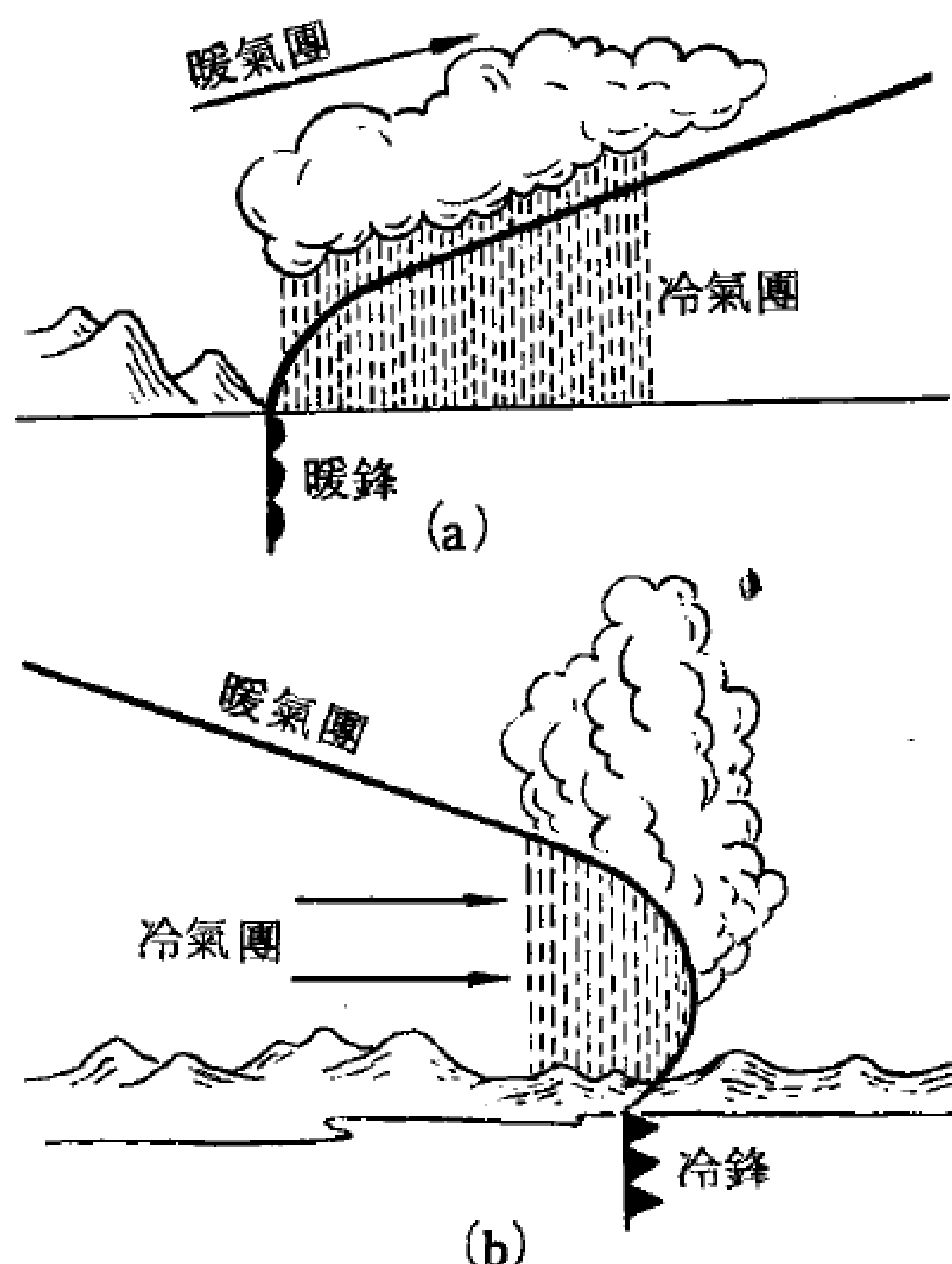


圖10－109

(a)所示。

2. 冷鋒（ *cold front* ）—— 如果冷氣團潛入暖氣團下面而把暖氣團擡高就造成冷鋒。在鋒附近通常有驟雨和風，冷鋒過後氣溫就降低。如圖 10 — 109(b)所示。

3. 靜鋒（ *still front* ）——冷氣團和暖氣團互不侵犯而停留不前者叫做靜鋒或滯留鋒。在靜鋒附近天氣一直不穩定。如果沿著靜鋒陸續發生小低氣壓，就陰雨連天。梅雨即是如此發生的。

【氣壓】（ Atmospheric pressure ）

大氣壓力的強度叫做氣壓。地面上的氣壓是由 1,000 公里左右的高度，所累積重疊的大氣重量而產生。氣壓的高低，常利用托里拆利（ *Torricelli* ）水銀柱的高度（ *mmHg* ）來測量。在氣象學上，常用米毫巴（ *mb* ）的單位來表示。毫米水銀柱高與米毫巴的關係如下：

$$(\text{mmHg 的數}) \times \frac{4}{3} = (\text{mb 的數})$$

例如：

$$760\ mmHg = (760 \times \frac{4}{3})\ mb = 1,013\ mb$$

溫度較高的空氣，體積較大，密度變小。以致常由下升上，因而在地面附近形成較稀薄的空氣狀態，這就是低氣壓狀態。反之，溫度較低的空氣體積縮小，密度變大，常由上下降，以致在地面附近形成較濃厚的空氣狀態，這就是高氣壓狀態。

空氣在地面上，如有壓力的差異，就引起運動。風就是由空氣從氣壓高的地方向氣壓低的地方運動時所形成的。把氣壓相等的地點連起來的曲線叫做等壓線，這和地圖上的等高線相似。等壓線間距離小的地方，風吹得強。正似山坡愈陡，車速愈大一樣。由等壓線所包圍的氣壓高的中央部分，叫做高氣壓中心。低氣壓的中央部分，叫做低氣壓中心。

因地球自轉關係，風不和等壓線成直角的方向吹去。在北半球，卻

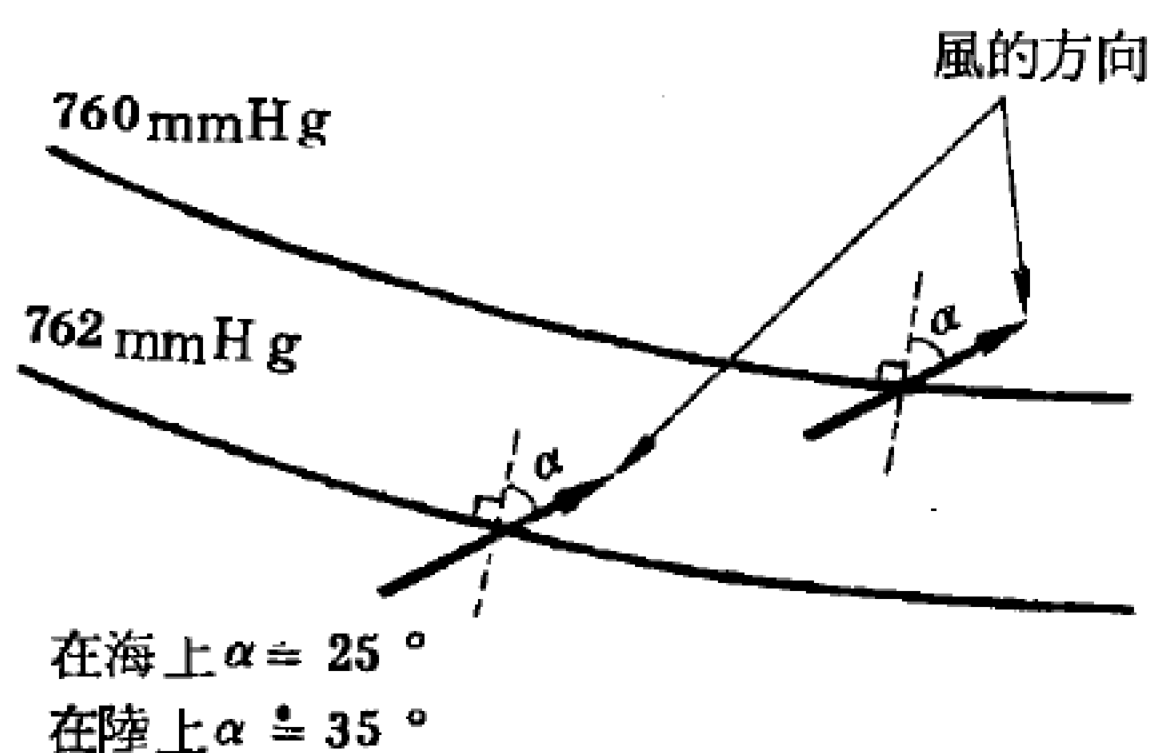


圖10—110

偏向右邊吹（圖10—110），所以吹進低氣壓中心時，風變爲左旋的渦旋。由高氣壓中心吹出時，變爲右旋的渦旋（圖10—111），在低氣壓中，空氣從四周集合而來，因而在中心附近產生上升氣流，到上空去發生絕熱膨脹，潮濕空氣就凝結爲雲雨。

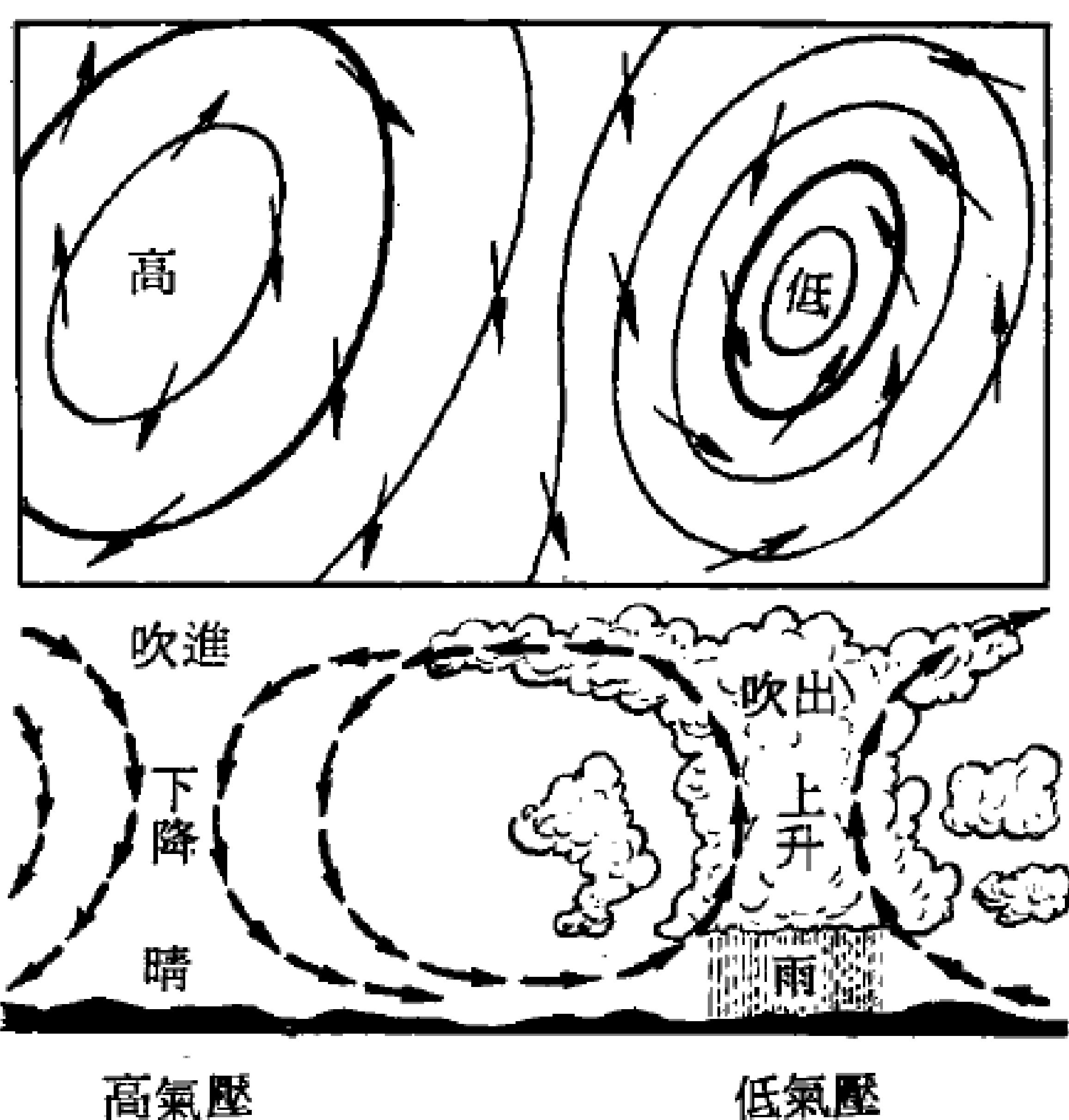


圖10—111

所以如有低氣壓來，天氣就變壞。反之，在高氣壓中空氣向四方擴散，中心上空的空氣隨之降落而升高溫度。所以在高氣壓中心的上空即使有雲，也會立刻消失，變爲好天氣。

颱風是發生於南洋方面的熱帶性低氣壓（圖10—112），

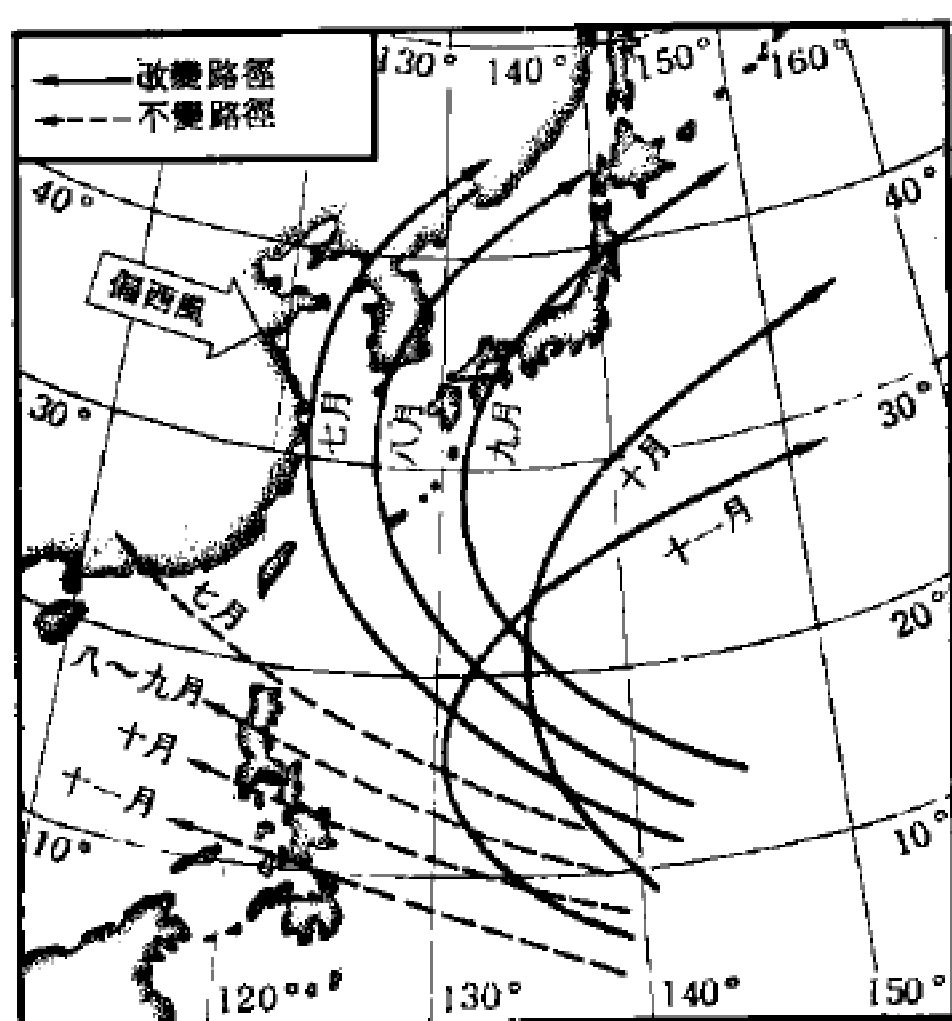


圖10—112

在發生當時並不太強，但因北進而逐漸發展。在中心附近的等壓線坡度非常大，所以風力特別強，並且往往帶來豪雨。圖10—113 爲侵襲臺灣省261次颱風路徑分佈概圖。

【氣壓之分佈】（Spread of atmo-

spheric pressure)

地表上的氣壓約爲 1 *atm* (大氣壓力) 左右，愈往上則氣壓愈低。在 10 公里處約 0.26 *atm*，50 公里處約 0.0008 *atm*。每升高 5 公里，氣壓約減少一半。

【氣壓之谷】(Atmospheric pressure valley)

在高氣壓和高氣壓的中間，氣壓低的地方形成細長而伸展的空間時，它叫做氣壓之谷。在氣壓之谷，通常天氣不好，並且很容易發生變化。

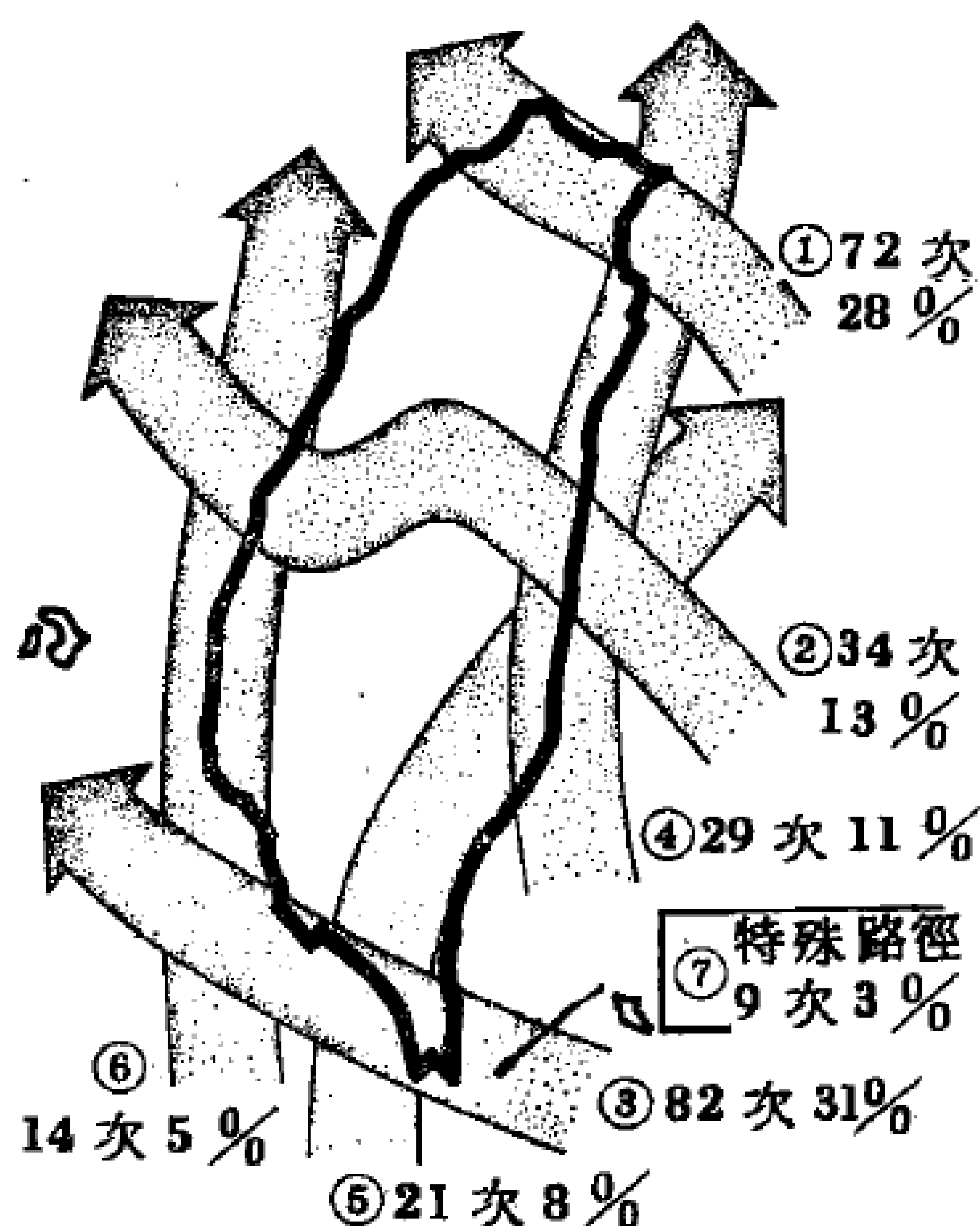


圖 10 — 113

【氣壓之測定】(Measurement of atmospheric pressure)

氣壓可用水銀氣壓計或無液氣壓計測量。

水銀氣壓計，是從水銀柱的高度讀取。無液氣壓計，是由其內部的眞空盒的凹凸情形，表示氣壓的變化，並測定之。但每隔 2 ～ 3 個月，應和水銀氣壓計比較一次，以便校對。

氣壓用 $mmHg$ 測定時，再乘以 $\frac{4}{3}$，改爲毫巴 (mb)。

【氣壓之變化】(Variation of atmospheric pressure)

氣壓是隨時刻而變化，且氣壓的變化和天氣的變化，具有很密切的關係。一般說來，比周圍的氣壓高時，天氣就良好；氣壓低時，天氣就惡劣。如圖 10 — 114 所示。如以長期的平均而言，氣壓也有日變

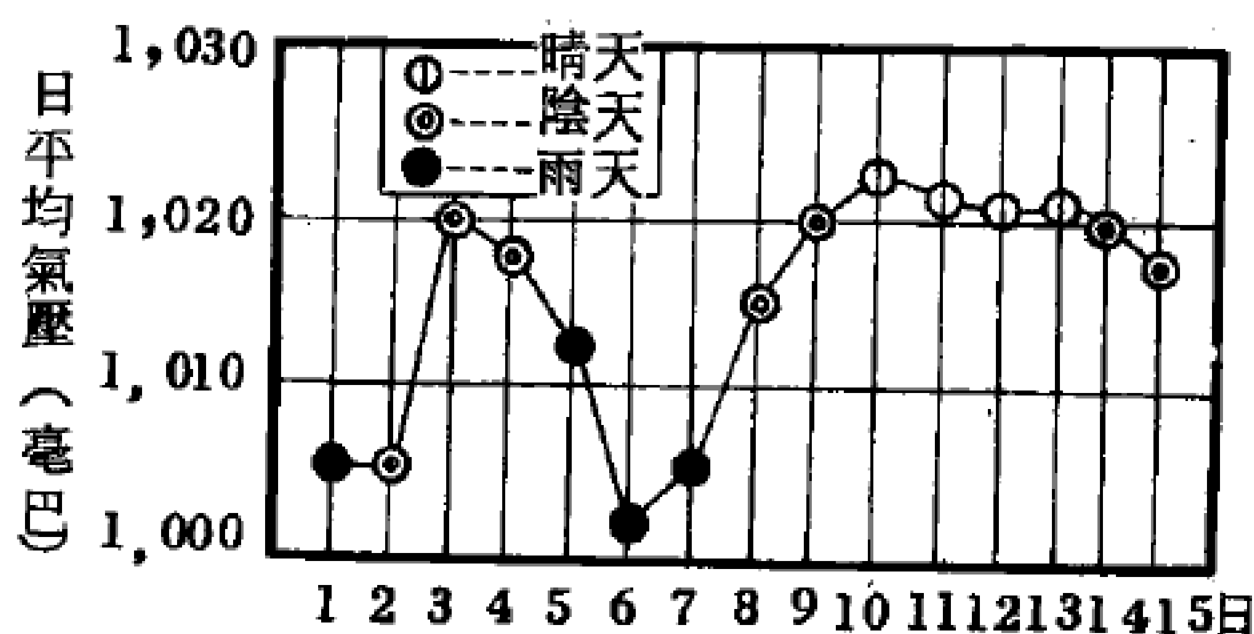


圖 10 — 114　氣壓與天氣的關係

化和年變化。在年變化中，冬季氣壓較高，夏季較低。

【氣壓表示數】(Barometric reading)

氣壓表是以水銀柱而分度，用吋或用厘米表示，例如氣壓表的數字爲 29.85 吋高度的水銀柱，若採用公制單位，則762.4指示氣壓足以支持 762.4 厘米高度的水銀柱。

【氣壓計】(Barometer)

依托里拆利 (*Torricelli*) 實驗原理製成，用以測量大氣壓力的儀器。氣壓計的種類有(1)水銀氣壓計 (*mercurial barometer*)；(2)無液氣壓計 (*aneroid barometer*)。

氣壓計的用途：

1. 氣壓計可以預測天氣的變化，氣壓高時天氣晴朗；氣壓降低，將有風雨之兆。

2. 氣壓計可測高度。大概離海面 12 米， 水銀柱卽降低約 1 毫米，因之可測山高以及飛機的高度。

【氣壓計之校正】(Correction of barometer)

關於氣壓計之校正，可分成下列四項論述之：

1. 溫度之校正——設於溫度 $t°C$ 時水銀柱之高度爲 l 毫米，因水銀之膨脹係數 (體積) 爲 0.0001818 ，則其在 $0°C$ 時之水銀柱高 (斷面積不變時) 爲 $\frac{l}{(1+0.0001818t)}$ 毫米。又因刻度尺之刻度爲在 $0°C$ 時正確，設刻尺之膨脹係數爲 α，則其眞長爲 $l(1+\alpha t)$ 毫米

若尺爲黃銅製時其 α 值爲 0.0000184 ，玻璃製時其值爲0.000008。

綜合上面二項校正得水銀柱之眞正高度

$$l_0=\frac{l(1+\alpha t)}{1+0.0001818t}=l\,[1-(0.0001818-\alpha)t\,]\text{毫米}$$

若刻尺爲黃銅製時由讀數 l 減去下表之校正值則可得 l_0。

氣壓計之讀數對於溫度之校正

t°	氣壓計之水銀柱高之直接讀數 1 mm										
	680 mm	690 mm	700 mm	710 mm	720 mm	730 mm	740 mm	750 mm	760 mm	770 mm	780 mm
1	0.11	0.11	0.11	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.12	0.13	0.13
2	0.22	0.22	0.23	0.23	0.23	0.24	0.24	0.24	0.25	0.25	0.25
3	0.33	0.34	0.34	0.35	0.35	0.36	0.36	0.37	0.37	0.38	0.38
4	0.44	0.45	0.46	0.46	0.47	0.48	0.48	0.49	0.50	0.50	0.51
5	0.55	0.56	0.57	0.58	0.59	0.59	0.60	0.61	0.62	0.63	0.64
6	0.67	0.67	0.68	0.69	0.70	0.71	0.72	0.73	0.74	0.75	0.76
7	0.78	0.79	0.80	0.81	0.82	0.83	0.84	0.86	0.87	0.88	0.89
8	0.89	0.90	0.91	0.93	0.94	0.95	0.96	0.98	0.99	1.00	1.02
9	1.00	1.01	1.03	1.04	1.06	1.07	1.09	1.10	1.11	1.13	1.14
10	1.11	1.12	1.14	1.16	1.17	1.19	1.21	1.22	1.24	1.26	1.27
11	1.22	1.24	1.26	1.27	1.29	1.31	1.33	1.34	1.36	1.38	1.40
12	1.33	1.35	1.37	1.39	1.41	1.43	1.45	1.47	1.49	1.51	1.53
13	1.44	1.46	1.48	1.50	1.53	1.55	1.57	1.59	1.61	1.63	1.65
14	1.55	1.57	1.60	1.62	1.64	1.67	1.69	1.71	1.73	1.76	1.78
15	1.66	1.69	1.71	1.74	1.76	1.78	1.81	1.83	1.86	1.88	1.91
16	1.77	1.80	1.83	1.85	1.88	1.90	1.93	1.96	1.98	2.01	2.03
17	1.88	1.91	1.94	1.97	2.00	2.02	2.05	2.08	2.11	2.13	2.16
18	2.00	2.02	2.05	2.08	2.11	2.14	2.17	2.20	2.23	2.26	2.29
19	2.11	2.14	2.17	2.20	2.23	2.26	2.29	2.32	2.35	2.38	2.42
20	2.22	2.25	2.28	2.31	2.35	2.38	2.41	2.45	2.48	2.51	2.54
21	2.33	2.36	2.40	2.43	2.46	2.50	2.53	2.57	2.60	2.64	2.67
22	2.44	2.47	2.51	2.55	2.58	2.62	2.65	2.69	2.73	2.76	2.80

23	2.55	2.59	2.62	2.66	2.70	2.74	2.77	2.81	2.85	2.89	2.92
24	2.66	2.70	2.74	2.78	2.85	2.86	2.89	2.93	2.97	3.01	3.05
25	2.77	2.81	2.85	2.89	2.93	2.97	3.02	3.06	3.10	3.14	3.18
26	2.88	2.92	2.97	3.01	3.05	3.09	3.14	3.18	3.22	3.26	3.31
27	2.99	3.04	3.08	3.12	3.17	3.21	3.26	3.30	3.34	3.39	3.43
28	3.10	3.15	3.19	3.24	3.29	3.33	3.38	3.42	3.49	3.51	3.56
29	3.21	3.26	3.31	3.36	3.40	3.45	3.50	3.55	3.59	3.64	3.69
30	3.33	3.37	3.42	3.47	3.52	3.57	3.62	3.67	3.72	3.77	3.81
31	3.44	3.49	3.54	3.59	3.64	3.69	3.74	3.79	3.84	3.89	3.94
32	3.55	3.60	3.65	3.70	3.76	3.81	3.86	3.91	3.96	4.02	4.07
33	3.66	3.71	3.77	3.82	3.87	3.93	3.98	4.03	4.09	4.14	4.20
34	3.77	3.82	3.88	3.93	3.99	4.05	4.10	4.16	4.21	4.27	4.32
35	3.88	3.94	3.99	4.05	4.11	4.16	4.22	4.28	4.34	4.39	4.45

2. 重力加速度之校正——設測定地點之重力加速度爲 $g\ cm/sec^2$，則其在緯度45度海面上（重力加速度爲 $980.665\ cm/sec^2$）之水銀柱高 l_0 爲

$$l_0 = \frac{980.665}{g}\ l$$

但若其 g 不明時，可由下式計算得 l_0。設其地點之緯度爲 ϕ，且離海面上高 H 公尺時

$$l_0 = l\ (1 - 0.0026\cos 2\phi - 0.0000002H)$$

臺北、臺南之緯度各爲25°2′、23°，故其 $0.0026\cos 2\phi$ 值各爲0.001669、0.0018062。

3. 毛細管現象之校正——因毛細管現象之關係，讀值通常比原來之高度低，所以必須再加上其校正值。其校正值如下表所示，由玻璃管之內徑 r 及水銀面之升高 x 而定。

水銀之毛細現象之校正

rmm \ xmm	0.2 mm	0.4 mm	0.6 mm	0.8 mm	1.0 mm	1.2 mm	1.4 mm	1.6 mm	1.8 mm
7	0.17	0.34	0.49	0.64	0.76	0.87	0.96	1.04	—
8	0.12	0.24	0.35	0.46	0.56	0.64	0.71	0.77	0.82
9	0.09	0.18	0.26	0.34	0.41	0.47	0.53	0.58	0.62
10	0.07	0.13	0.19	0.25	0.30	0.35	0.40	0.44	0.47
11	0.05	0.10	0.14	0.19	0.23	0.27	0.30	0.33	0.36
12	0.04	0.07	0.11	0.14	0.18	0.20	0.23	0.25	0.27
13	0.03	0.06	0.09	0.11	0.14	0.16	0.18	0.20	0.21
14	0.02	0.04	0.06	0.08	0.10	0.12	0.14	0.15	0.16

4. 水銀蒸氣壓之校正——通常溫度在 $40°C$ 時，其校正值始達至 0.01 *mm*，所以一般此項校正可以省略之。

本生（*Bunsen*）氣壓計無水銀槽，由一端開口，一端閉口之管所成。刻度尺分爲兩半，其零點約在管之中部。氣壓之大小，由兩端水銀柱之高度差表示之。故使用此氣壓計時，宜先觀察左管水銀面較零點高若干，再視右管水銀面較零點低若干，將兩者相加，卽得大氣壓力。其補正法同上述，不過此處不必加以 3. 項之校正。

【氣壓速度】（Barometric velocity）

空氣的速度，是由氣壓表壓力加在空氣上而測定二點間的壓力差，卽可決定速度。

【氣壓梯度】（Pressure gradient）

在固定時間，氣壓在空間之低減率，卽氣壓隨距離的變率。

【氣體】（Gas）

一般常將氣體分成理想氣體及眞實氣體。理想氣體是假定構成氣體

的分子彼此間沒有力的作用，因而能導出很簡單的理想氣體定律。眞實氣體由於氣體分子實際上佔有不容忽略的體積，而且不能像理想氣體一樣被視爲是完全彈性粒子。故分子與分子間有力的存在，而使之不能在所有的溫度及壓力下都遵守理想氣體方程式。已有許多理論及實驗方程式被用以描述眞實氣體。一般而言，氣體能以壓力、體積、溫度及質量四量間的關係得出方程式，由此方程式能對氣體的物態有所瞭解。

在氣體中，分子間的距離大於分子本身很多，在正常壓力和溫度下，這一距離的數量級是 3×10^{-9} 米，或分子大小的10倍，結果分子間的力就較分子中原子間的聚合力小得多，因之在氣體中分子能保持其獨立性；相對地來說，氣體所佔的空間可以很容易地被改變的，氣體中的分子隨時都在氣體所佔的空間中運動，這說明了爲什麼氣體很容易擴散。

【氣體力學】(Pneumatics)

氣體的力學性質，如氣體的流動 (*stream*)、壓縮 (*compression*)、波動 (*wave motion*)等方面的行徑之科學，統稱爲氣體力學。

【氣體之分子模型】(Molecular model of gas)

氣體分子具有之特性爲：

1. 氣體比固體與液體更具可壓縮性。

2. 氣體具可穿透性。

3. 同一物質氣態時之密度遠小於固態與液態時。

4. 氣體分子間之距離甚大，但液體與固體分子間之距離則甚小。

5. 氣體分子係不停地在自由運動。氣體物質之單位爲分子，因分子間相離甚遠，故分子間之推斥或吸引之力極微，而具良好之活動性。

6. 氣體具有可混合性，即數種氣體可立即混合。

7. 因氣體分子之穿透性、活動性與混合性，氣體分子可均勻地分佈於整個空間。

【氣體之比熱】(Specific heat of gas)

任何物質之比熱，係訂為將單位質量之物質，溫度升高1°C 所需之熱量。就吾人之需而言，以選用摩爾為質量之單位為宜。因此，吾人之定義寫作

$$比熱=\frac{1摩爾所增加之熱能}{溫度之增加值}$$

氣體之比熱，係視所用之方法而異。吾人可就定壓情況下或定容情況下測之。盛氣體於密閉之器中，熱之，則氣體之溫度增加，同時壓力亦增加，而體積不變，此時使重1克之氣體溫度上升1°C，所需要之熱量，謂之定容比熱（*specific heat of gas at constant volume*）。又將氣體入於有能自由上下之活塞之器內，熱之，則其溫度上升，同時體積亦增加，而其壓力不變。當加熱之前後，其壓力均等於大氣之壓力與活塞重量之和。此時使重1克之氣體，溫度上升1°C所需要之熱量，謂之定壓比熱（*specific heat of gas at constant pressure*）。當空氣乾燥時，其定容比熱恆一定，約為0.1684卡（*calorie*）。定壓比熱亦恆一定，約為0.2375卡。即定壓比熱較定容比熱大，蓋因容積一定時，所加之熱量悉供給氣體溫度上升之用，故所需之熱量少，壓力一定時其體積膨脹，所加之熱量一部分使其溫度上升，一部分為其膨脹時對於外部作功所消費，故所需之熱量較多。

下表所列係幾種氣體的定壓比熱（C_p）、定容比熱（C_v）及其二種比熱之比值（$\gamma=C_p/C_v$）。

氣 體 之 比 熱

名　稱	分子式	C_p	C_v	$\gamma=C_p/C_v$	溫　度
氦	*He.*	1.2500	0.753	1.660	−180°C
氬	*Ar*	0.1253	0.075	1.668	15°C
水銀蒸氣	*Hg*	—	—	1.670	360°C
氫	H_2	3.4290	2.442	1.404	100°C

空氣	—	0.2404	0.1715	1.401	100°C
氮	N_2	0.2477	0.1764	1.404	15°C
氧	O_2	0.2178	0.1554	1.401	15°C
一氧化碳	CO	0.2478	0.1765	1.404	15°C
一氧化氮	NO	0.2420	0.1753	1.380	18°C
氯	Cl_2	0.1149	0.0848	1.355	15°C
水蒸氣	H_2O	—	—	0.304	300°C
氨	NH_3	0.5232	0.3994	1.310	15°C
甲烷	CH_4	0.5284	0.4034	1.310	15°C
二氧化碳	CO_2	0.1989	0.1525	1.304	15°C

就某幾種氣體而言，其二種比熱的比值乃是一種常數，即 $\gamma = C_p / C_v$， 彼此之間幾無顯著差別可言。以單原子的氣體而論，此一常數之值約爲 $\gamma = 1.66$ 。其他氣體之 γ 值，恆較此一常數爲小，且當其分子中所含的原子數愈多時，其 γ 值往往也就降低得愈多。所謂單原子氣體乃指稀有氣體如氦（ He ）、氬（ Ar ）而言；所謂雙原子氣體乃指其分子中含有二個原子的氣體而言，如氫（ H_2 ）、氮（ N_2 ）、氧（ O_2 ）、一氧化碳（ CO ）及一氧化氮（ NO ） 等。至於分子中含有二個原子以上的氣體，則有如二氧化碳（ CO_2 ）、水蒸氣（ H_2O ）、氨（ NH_3 ）及甲烷（ CH_4 ）等。

【氣體之比熱比】（ Specific heats ratio of gas ）

氣體定壓比熱 C_p 與定容比熱 C_v 的比值，$C_p / C_v = \gamma$，稱爲氣體比熱比。在似靜態絕熱膨脹（或壓縮）時，壓力 p 和體積 v 之關係式（帕松定律）：

$$pv^{\gamma} = C \quad (C 爲常數)$$

中，γ 即爲氣體比熱比。

在理想單原子氣體（ 1 克分子）中

$$C_v = \frac{3}{2}R \qquad C_p = \frac{5}{2}R$$

故 $$\gamma = \frac{5}{3} = 1.667$$

在理想兩原子氣體（1克分子）中

$$C_v = \frac{5}{2}R \qquad C_p = \frac{7}{2}R$$

故 $$\gamma = \frac{7}{5} = 1.400$$

氦（*He*）、氬（*Ar*）的比熱比實驗值等於1.667。氫、氮分別等於1.405和1.401。

【氣體之浮力】（Buoyancy of gas）

氣體之浮力與液體同，物體在空氣中時，亦失去與物體同容積之空氣重量，故物體在空氣中之重量，非其眞重量，惟所差甚小可不計。不僅空氣如是，凡物在一切氣體中，均失其同容積之氣體之重量。

【氣體之原子碰撞】（Collisions of atoms in gas）

原子爲什麼會作來回的振動呢？氣體中的原子相撞時又爲何跳開呢？這兩個問題的答案是相同的。原子並不是像固體一般的堅硬，而是由於圍繞著原子核的電子雲（*electron cloud*），才有反射的性能。圖10—115所示是兩個原子相撞擊的情形。當圍繞著核的電子雲相互滲透時，這些電子雲會如圖10—115中圖所示而變形，於是兩個原子核之間總是保有一段距離。這是由於電

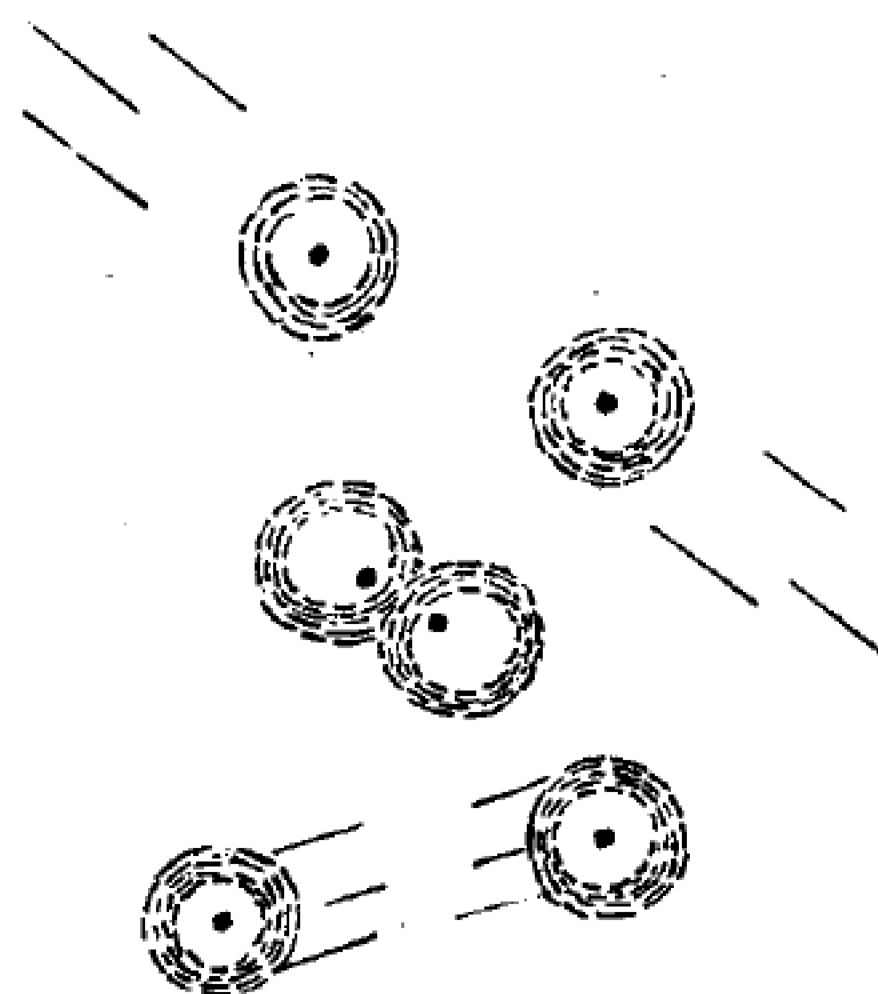


圖 10 — 115
兩個原子相撞擊的情形，由於電子雲的存在，原子核不致相互觸及。

子間的作用力所致。這種作用力可分爲兩類：其一是由於電子所帶負電荷的同性相斥；其二則是由於電子各個相異的性能。當兩原子相距甚遠而其電子軌道不相交錯重疊時，兩原子中的電子軌道可以相同，然在撞擊時軌道開始重疊，於是在重疊區的電子受到干擾，每個原子內的電子都要廻避這重疊地區，移向不相重疊的軌道中。假如所有的電子都移動了，則它們所環繞著的核勢必也要移動，於是原子撞擊的情形，與圖10—116所示的機械情形頗爲類似。

設想有兩個乒乓球，其球心裝有一個連以小彈簧的鉛球。當兩球相撞時，乒乓球殼因相互接觸而停止移動，但其較重的鉛心依然會移動一些，直到被彈簧將其拉住方才停止，然後鉛球由於彈簧的反衝（*recoil*）而跳回，乒乓球亦因之分開。這一比喻略嫌誇張，因爲電子雲不如乒乓球殼般的堅硬，是混沌不清可以略相重疊的，同時電子雲也能稍稍變形，可是這一比喻極爲有用，因它指出原子的質量，亦即原子核，是彼此不相觸及，碰撞時僅其外殼層的電子相互接觸，並導致原子核在撞擊時的反衝。

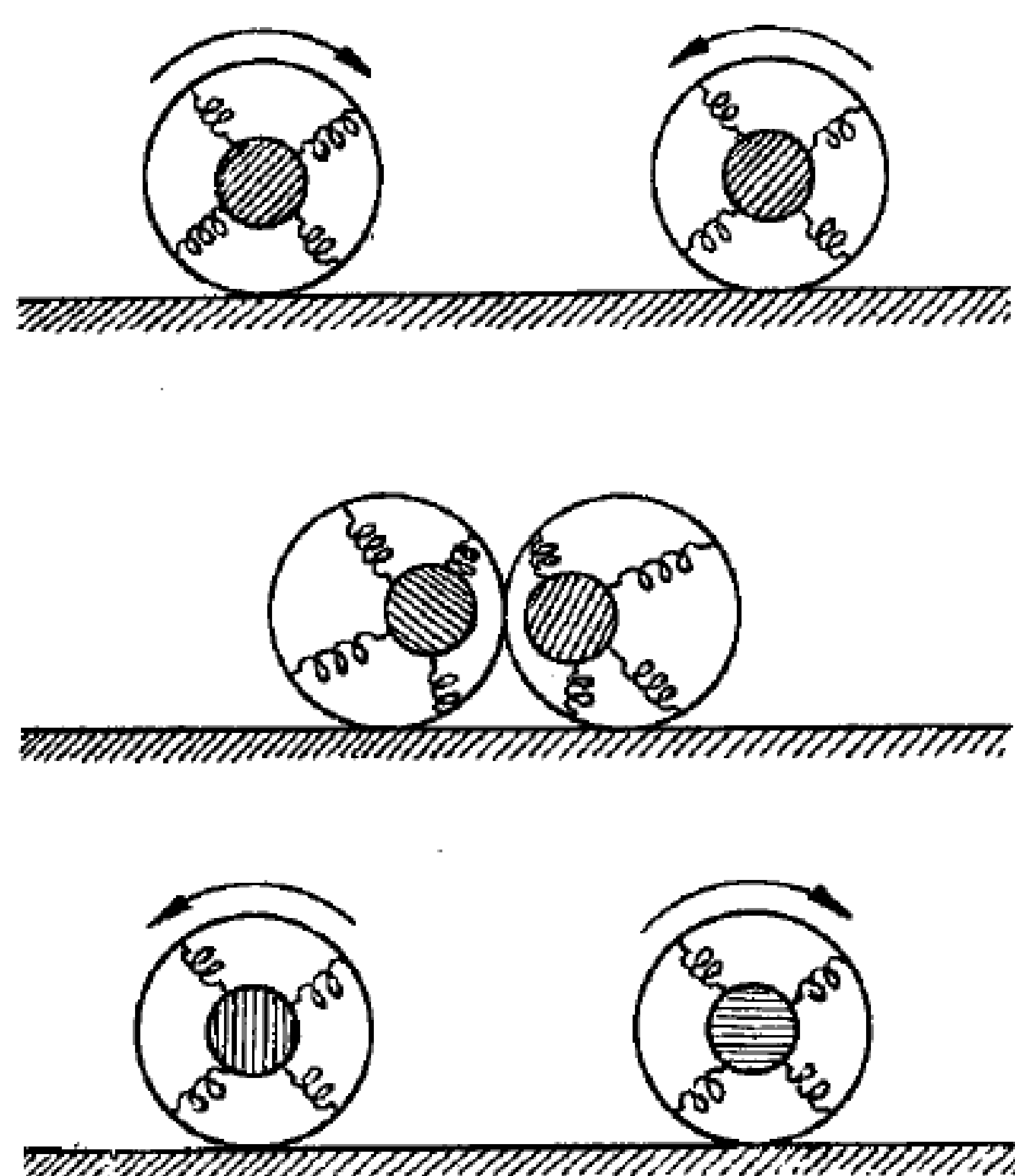


圖 10 — 116
兩個帶有鉛心的乒乓球相撞的情形

【氣體之絕熱過程】（Adiabatic process of gas）

不加熱亦不冷卻，而氣體改變溫度的過程，叫做絕熱過程。急速壓縮氣體，因壓縮時間很短，壓縮所生的熱量來不及逸出，所以氣體溫度就升高，這叫做絕熱壓縮。若在極短時間內，急速膨脹氣體，因氣體膨脹需吸熱，但它沒有時間吸取外界的熱量，本身只有降低溫度了，這叫

做絕熱膨脹，冷凍機即利用絕熱膨脹的原理。

【氣體之游離】(Ionization of gas)

氣體之電離作用，當氣體內若干原子轉變成離子時，氣體亦隨之游離，並且成為一導電體。

恆星溫度極高，其大氣中大部分氣體均已游離。

【氣體之導熱率】(Thermal conductivity of gas)

$$k=\frac{1}{3}\rho\lambda\bar{c}C_v$$

其中 k 為氣體的導熱率，ρ 是氣體密度，λ 是平均自由路程，$\bar{c}$ 是分子的平均速率，C_v 是定體積下的熱容。

【氣體之壓力係數】(Coefficient of pressure of gas)

保持氣體之一定容積，熱之，使其溫度增高，則其壓力增加，溫度每增高 $1°C$，其壓力增加 $\frac{1}{273}$ (即 0.00366)，是為氣體之壓力係數。此時氣體，容積一定，而壓力增加。

【氣體之壓力與體積】(Pressure and volume of gas)

如對氣體加以壓力，體積就變小；壓力減小，體積就變大。這種性質是由波義耳最先發現的，即溫度一定時，一定量的氣體的體積與其壓力成反比例，這叫波義耳定律。也就是壓力增加 2 倍，3 倍，……時，體積就變成 $\frac{1}{2}$，$\frac{1}{3}$，……。把 V 與 V' 的單位，及 P 與 P' 的單位劃一，設

最初的體積……V

最初的壓力……P

最後的體積……V'

最後的壓力……P'

時，$V:V'=P':P$。如

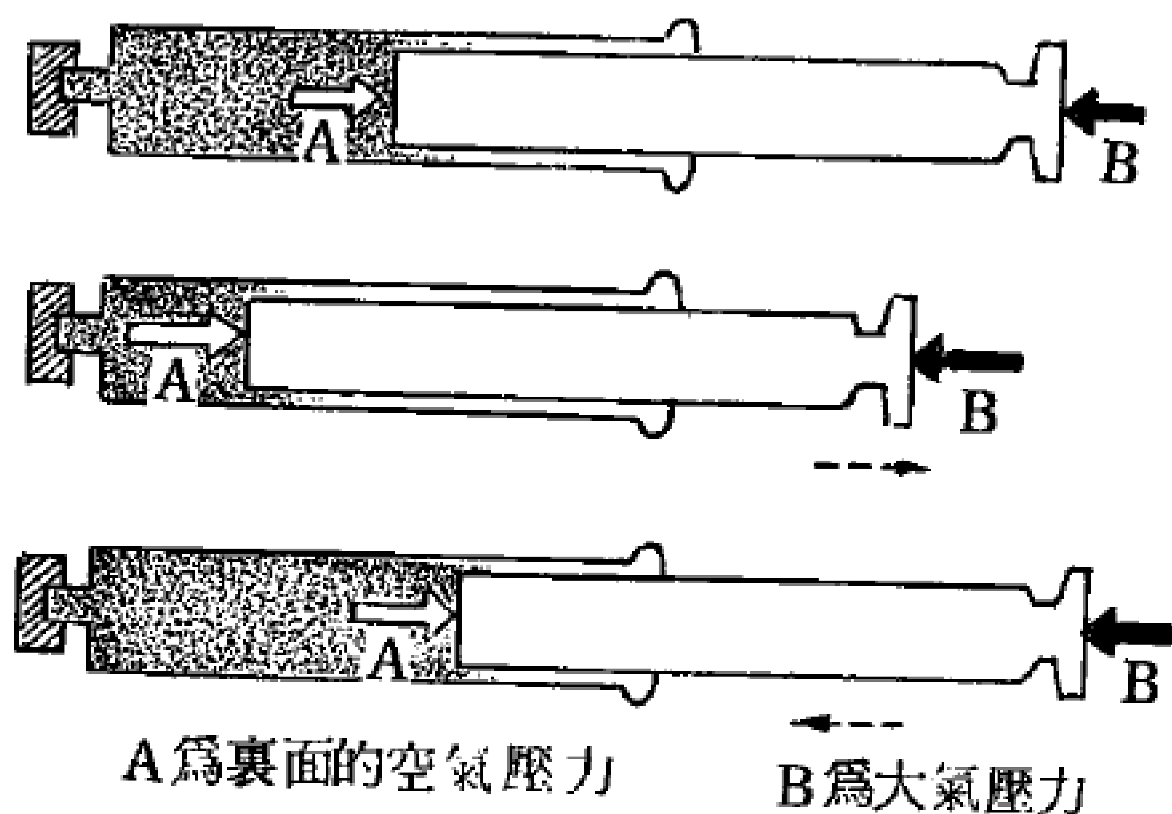


圖 10 — 117　氣體的壓力與體積

圖 10 — 117 所示

又因內項的乘積等於外項的乘積，便可以寫成：

$$P \times V = P' \times V' = 一定$$

壓縮空氣（*Compressed air*）是指把空氣壓縮成很大的壓力。通常可用空氣壓縮機製成。利用壓縮空氣的有電車之空氣煞車器、空氣門、噴刷油漆用的噴霧器、礦場或道路工程用鑽岩機、液體空氣的製造、柴油機的起動、壓力喞筒的空氣室等，如圖 10 — 118 所示爲空氣壓縮機與空氣煞車器。至於抽氣機（*air pump*）爲製造眞空的機械，有活塞式與旋轉式，通常則用旋轉式抽氣機。

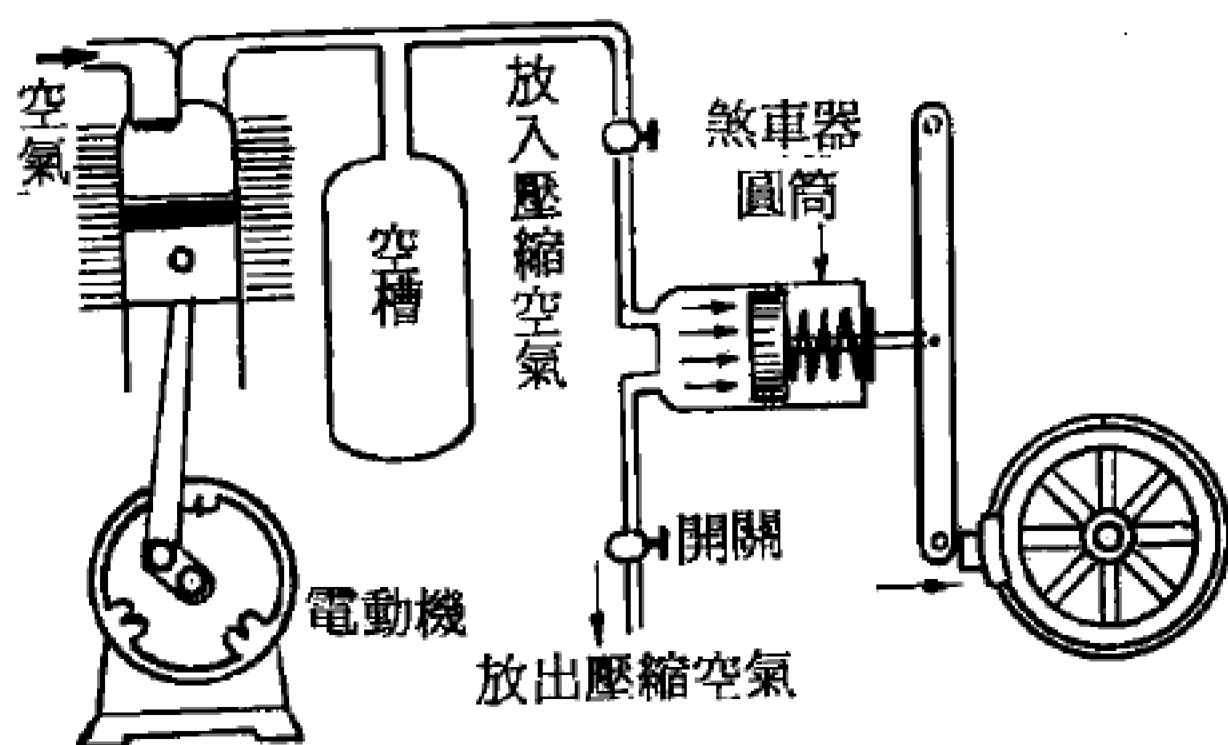


圖 10 — 118　空氣壓縮機與空氣煞車器

【氣體分子平均自由路程】（**Mean free path of molecules of gas**）

一氣體分子在沒有碰撞情形下自由行過的一段平均距離，稱爲該氣體分子平均自由路程。此種路程當然是和氣體的密度有關，所以也和氣體之壓力有關。氣體愈爲稀薄，則其平均自由路程即愈大，因爲在這種情形下，平均地說來，分子與分子隔開得較遠之故。用平均的分子速度除以平均的自由路程，就得到一分子在一秒鐘內所受碰撞的平均次數。某人如具有 10 米/秒之速度並於每隔 2 米之處，即與石頭碰撞一次，則他在一秒鐘內就一共要和石頭撞擊 10/2 = 5 次。在 0°*C* 與一大氣壓之下，我們發現由下表之資料，可以看出，平均自由路程是按照十萬分之一厘米來計算的，而撞擊次數則是以每秒鐘億次計算的。在壓力不大時，路程與壓力係成反比。如果把壓力約爲降低一百萬分之一時

，路程即能增加到 10 厘米之巨。

	平均自由路程	每秒鐘內平均撞擊次數
氫	1.80/100,000 厘米	94 億
氦	2.830/100,000 厘米	43 億
氮	0.9550/100,000 厘米	48 億
氧	1.020/100,000 厘米	42 億

若分子半徑爲 d，密度爲 n，則平均自由路程爲

$$\bar{l} = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\,n\,d^2}$$

【氣體比重計】(Aerometer)

測量空氣或其他氣體張力的儀器，藉此可知空氣的重量與密度。

【氣體反應定律】(Gas reaction law)

在同溫同壓下，各氣體在反應前後，其體積恆成一簡單整數比，此稱爲氣體反應定律。此定律爲給呂薩克(*Gay-Lussac*)所發現。

【氣體冷卻石墨緩和反應器】(Gas cooled graphite moderation reactor)

氣體冷卻石墨緩和反應器(如圖 10—119)，是蓋爾得·荷

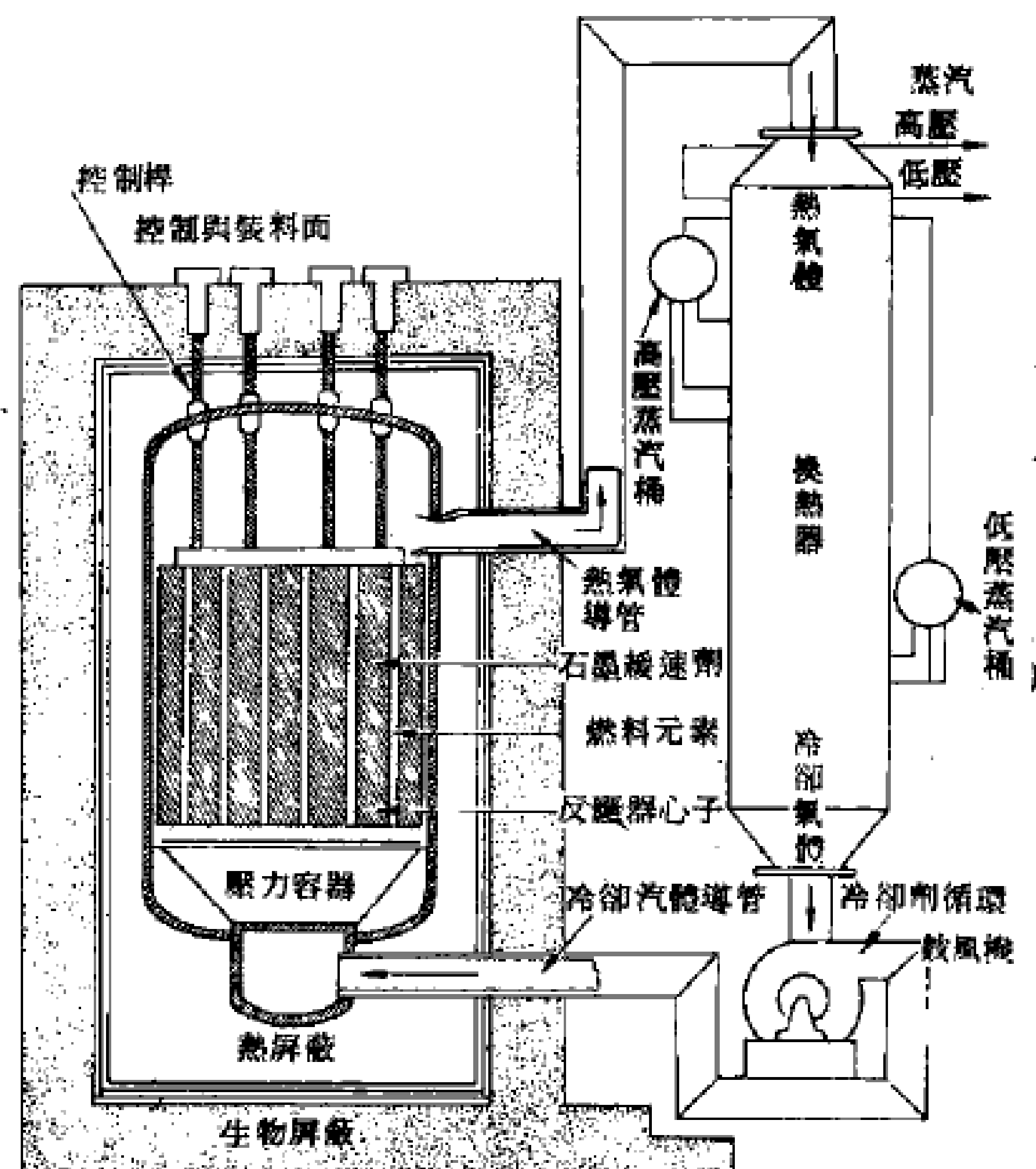


圖 10—119

氣體冷卻石墨緩和反應器(G.C.G.M.)。中子：熱；緩速劑：石墨；燃料：天然鈾；容納：在密封容器內裝有固體桿，容器最初爲鎂合金，近爲鈹(Be)製成；反射器：石墨；冷卻劑：二氧化碳；溫度：336°C；壓力：每平方吋 100 磅；目的：動力與鈽(Pu)。

爾的基本設計，被英國民間發電廠首次採用。這設計是屬於一種非均態的熱反應器，這些反應器也可稱爲再生反應器或轉換器，也就是說，在這些反應器內，會自天然鈾的燃料中滋生出元素鈽（*Pu*）來，不過滋生的速率不及燃料燒盡的速率。設計蓋爾得·荷爾反應器，主要就是在於鈽的產生，動力產生循環不過是一副產品而已。

以下幾項重要發展，是促成了蓋爾得·荷爾設計的成功，以及使英國的電氣組織建立了新的觀念。

1. 反應器的專用石墨，生產技術發展成功。

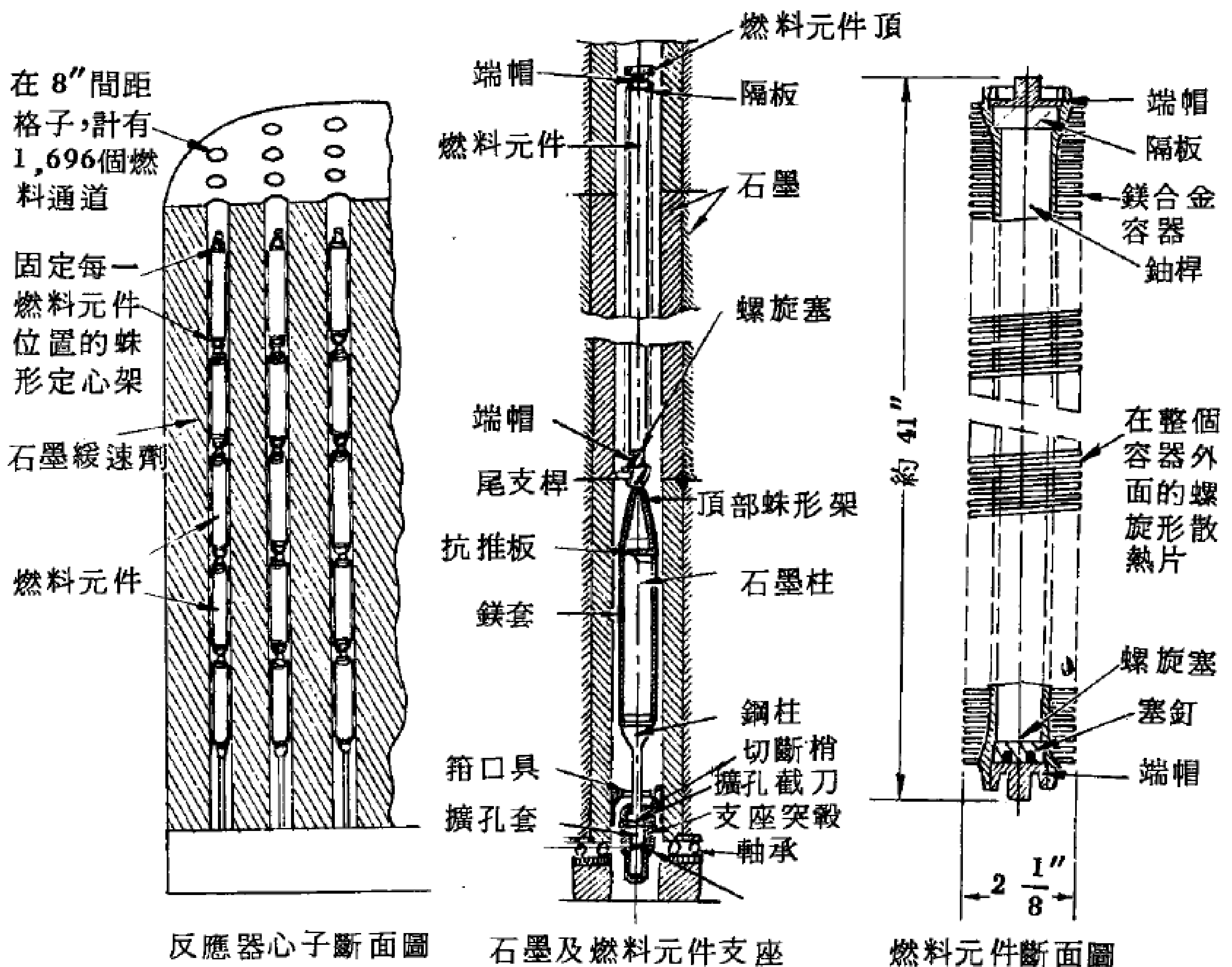


圖 10 — 120　反應器心子、燃料元件支座及燃料元件斷面圖

2. 鎂合金（*magnox*）燃料容器的設計，這種容器在 350～400 °C 的溫度範圍內，能和鈾燃料相容並存，故已用來替代鋁質容器。

3. 天然鈾燃料組成件製造和熱處理的技術發展成功，因此而減少組成件的扭曲和變形。

4. 在高溫和輻射狀況下，對反應器內各材料腐蝕問題的解決。

5. 爆炸 - 插條偵檢器齒輪（ *burst-slug detector gear* ）的加入，而使反應器多一層安全預防措施。

6. 把巨大的壓力容器焊接在定位上的問題，和隨後使容器分離的應力問題，都已獲得解決。

7. 燃料元件在裝上後的裝卸發展成功。

此反應器的主要優點如下：

1. 使用天然鈾。

2. 緩和材料（石墨）易於獲得。

3. 腐蝕問題已經克服。

4. 設計安全。

氣體冷卻石墨緩和反應器具有下列兩特性：

1. 由於大小關係，資本費用高。

2. 材料的效率較低。

未來氣體冷卻石墨緩和反應器的設計，它的工作溫度將超過蓋爾得·荷爾所設想的 336°C（氣體出口處）。這一發展並包含較複雜組成件材料的使用；例如，燃料容器，鈹（ *Be* ）必然替代了鎂合金。但溫度在 600°C 左右或以上時，由於分裂氣體的膨脹，以及因分子結構的改變，而使容納鈾金屬的問題趨於複雜。

這一式反應器的燃料效率，仍有不斷的改良。當初鈾裝料的使用壽命，相當於每噸 3,000 兆瓦特 - 日（ *megawatt-days* ）熱量。但在適宜條件下，受照射的鈾經過分裂過程，每噸可以滋生 2,000 *kg* 的鈽（ *Pu* ）；因此可以用鈽來恢復已燒盡的燃料，結果可使總使用壽命相當於每噸燃料 10,000 兆瓦特 - 日熱量。

以下數端爲屬於其他方面的技術進步，這些進步也使氣體冷卻石墨緩和反應器的設計得到改良：

1. 焊接和應力消除技術的改良，故可建造障壁較厚的壓力容器（*pressure vessels*），而能容忍較高的內部壓力和較重的燃料負荷（產生較大的輸出）。

2. 換熱器組成件改良，因而使熱效率改良。

3. 個別壓力式燃料通道輸入與輸出齒輪的設置，因而爲燃料元件改變而必須關歇整個反應器得以免除，如蓋爾得．荷爾式反應器便屬此例。

【氣體冷卻重水緩和反應器】（**Gas cooled heavy water moderation reactor**）

關於本設計目前尙鮮爲人們所了解，而只知此設計是屬於熱式（*thermal type*），並係採用二氧化碳或氦（*He*）作爲冷卻劑。反應器核心的周圍和中間都裝有含重水緩速劑的容器，這反應器可以利用天然鈾的燃料發生功用（見圖 10—121）。

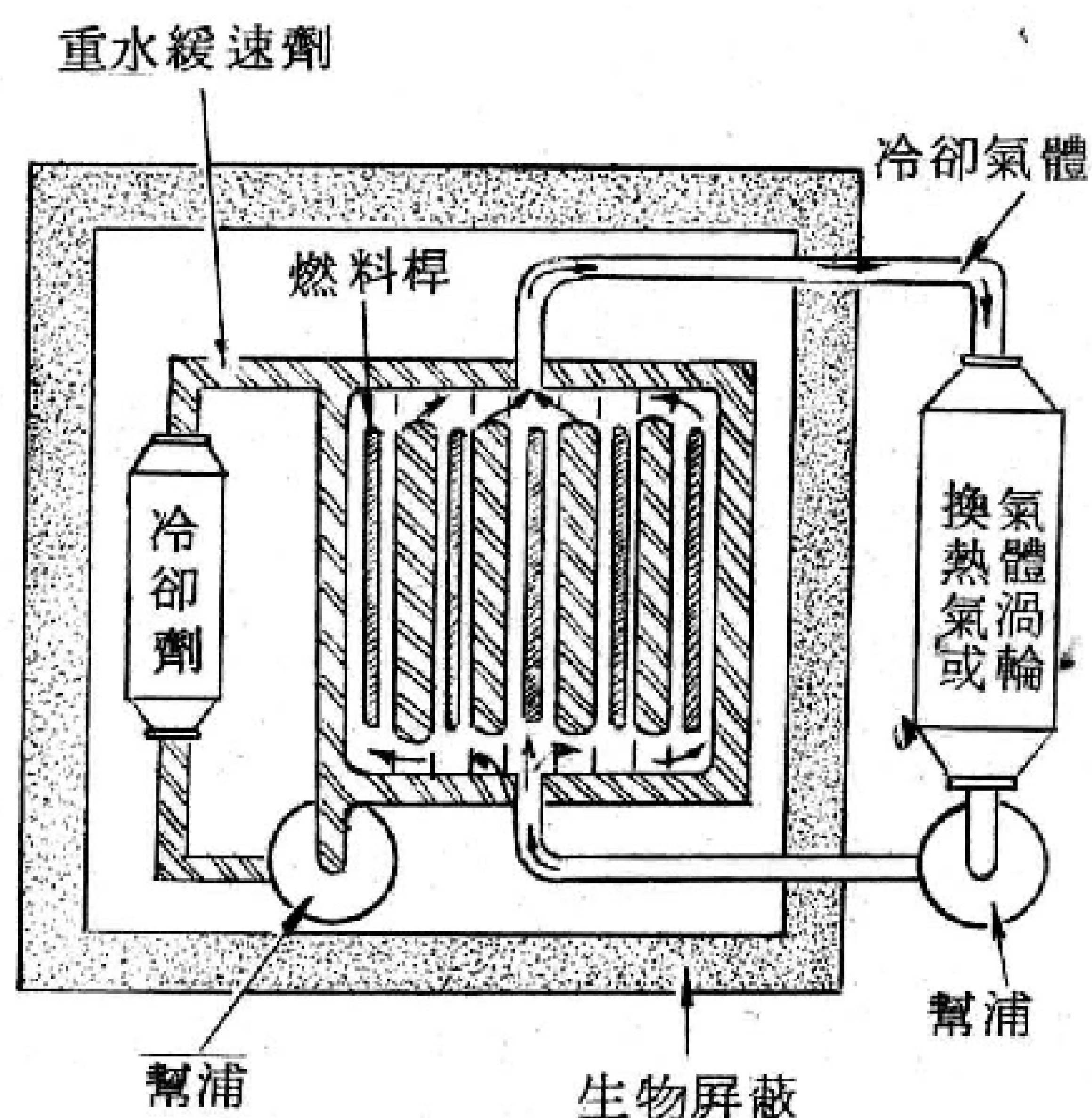


圖 10 — 121
氣體冷卻重水緩和反應器（G.C.H.W.M.）

【氣體定律】（**Gas law**）

合併波義耳定律（*Boyle's law*）及查理定律（*Charles' law*）而成的定律，叫做氣體定律。

設有一定氣體，當壓力爲P_1，溫度爲T_1時，它的體積爲V_1；若溫度T_1不變，而壓力變爲P_2時，它的體積變爲V'。由波義耳定律，

可得：

$$P_1V_1 = P_2V' \text{ 或 } V' = \frac{P_1V_1}{P_2} \qquad (1)$$

此時壓力P_2不變，而溫度由T_1變爲T_2，它的體積由V'變爲V_2。根據查理定律，可得：

$$\frac{V'}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} \qquad (2)$$

將（1）式中V'的值代入（2）式，得

$$\frac{P_1V_1}{P_2T_1} = \frac{V_2}{T_2} \qquad \text{或} \qquad \frac{P_1V_1}{T_1} = \frac{P_2V_2}{T_2}$$

同理，設一定量氣體，在標準狀況下（即壓力爲P_0，溫度爲T_0），它的體積爲V_0； 當壓力和溫度變爲P和T時，體積變爲V，即得下式：

$$\frac{PV}{T} = \frac{P_0V_0}{T_0} \qquad (3)$$

$\frac{P_0V_0}{T_0}$ 對於所取的氣體的一克分子時，是一常數，以R代表它，於是（3）式變爲：

$$PV = RT \qquad (4)$$

式中的V是指壓力P，溫度T時，一克分子量氣體的體積。R稱爲分子氣體常數；如以毫升爲體積的單位，大氣壓爲壓力的單位，°K爲溫度的單位，則R = 82.05毫升－氣壓／°K。

如所取的氣體爲n克分子量，則（4）式成爲$PV = nRT$， 此式可用於任何數量的氣體。

【氣體放電】（Gaseous discharge）

電流經由氣體而流通。在正常情況下，氣體不是電的導體。但如果氣體處在足夠強的電場內，其中就可能放電，例如發生火花，即所謂火花放電（*spark discharge*）。 如果氣體很稀薄，則在較低電壓下就能

發生放電現象。電所以能經由氣體而通過，是因爲在電場的作用下，氣體中存在著數量不多的自由電子獲得了足夠的能量，以致在發生碰撞時，能引起氣體分子的電離，因之便愈來愈多地出現了新的自由電子和正離子，它們便攜帶著電荷由一個電極向另一個電極移動。離子的形成以及離子與電子結合成中性原子（即所謂復合，在氣體放電時，時時刻刻都發生復合），通常總是隨著發生輝光，輝光的性質隨氣體原子的種類而不同。在電壓較低而電流密度有一定限制的情況下發生的氣體放電叫做輝光放電（*glow discharge*），這時電極的發熱是很小的。若是電流密度很大，則電極開始灼熱發亮，遂產生另一類型的氣體放電，即所謂弧光放電（*arc discharge*）。

【氣體狀態方程式】（State equation of gas）

氣流作用於器壁面積 A 之壓力，可以下式表之：

$$p = 2nmv^2 \cos\theta = 2nmv_x^2$$

式中 $v_x = v\cos\theta$ 爲分子速度沿壁之垂直方向的分量。此式表由分子產生之壓力，該等分子運動之速度爲 v，而其方向與器壁之法線成一角度 θ，故此情況 n 不爲單位體積之分子總數而只是那些以特殊速度朝一特定方向運動者，因此首先必須斷定沿與法線夾一角度 θ 之方向運動的分子比例，並進一步求所有各方向分佈的情形。但我們將採取較簡單且較直覺之形式，其實質上可得相同之結果。

假設在某一特定瞬間，統計起來有一半分子其速度分量指向器壁，而其他一半指離器壁，故必須以 $\frac{1}{2}n$ 代 n，因只有 $\frac{1}{2}n$ 正朝壁撞去，以此代入上述表 p 之式中，得

$$p = 2\left(\frac{1}{2}n\right)mv_x^2$$

但分子以不同之速度運動，則 v_x^2 必須以 $(v_x^2)_{ave}$ 代之，此 $(v_x^2)_{ave}$ 等於 $v^2{}_{x,rms}$，因此

$$p = nmv^2{}_{x,rms} \quad (1)$$

速度大小爲 $v^2 = v_x{}^2 + v_y{}^2 + v_z{}^2$

若氣體爲均匀，可假設分子速度之方向分佈爲均等性，則

$$v^2{}_{x,rms} = v^2{}_{y,rms} = v^2{}_{z,rms}$$

因此 $v^2{}_{x,rms} = \frac{1}{3} v^2{}_{rms}$

代入（1）式，則得

$$p = nm\left(\frac{1}{3} v^2{}_{rms}\right) = \frac{1}{3} nmv^2{}_{rms}$$

或 $p = \frac{1}{3}\frac{N}{V} mv^2{}_{rms}$

因 $n = N/V$（N爲分子之總數而V爲氣體所佔之體積），由於

$$kT = \frac{1}{3} mv^2{}_{rms}$$

得 $p = \frac{kNT}{V}$

上述之四量即爲壓力（p）、體積（V）、分子數（N）及溫度（T），當氣體在熱平衡狀態時，得用所謂的氣體狀態方程式表其關係，若爲一理想氣體，其狀態方程式表之如下：

$$p = \frac{kNT}{V} \quad 或 \quad pV = kNT$$

式中 k 爲波玆曼常數（*Boltzmann constant*），許多氣體均能異常近似的遵循這個方程式，尤其是高溫度或氣體濃度低（N/V）時。

氣體狀態方程式指出一氣體之壓力隨溫度（其他因素不變）之增加而升高，正如所期望者，因溫度愈高則分子之能量及速度愈大，因而當與器壁相撞時，分子動量的改變也愈大。同理，壓力與單位體積之分子數N/V 成正比，此爲自然結果，因其數目愈大，則單位時間與器壁相

撞的分子數也愈多。

【氣體氣象計】(Aerometeorography)

一種測量空氣的溫度、壓力、相對濕度的儀器。

【氣體動力係數】(Aerodynamic coefficient)

物體受氣流的影響，由試驗所決定的常數稱爲氣體動力係數。可用以計算升力(*lift*)和阻力。升力係數的符號爲Ky或Cy，而阻力係數的符號爲Kx或Cd。

【氣體動力論】(Kinetic theory of gases)

亦即氣體運動論，從氣體分子運動的立場，解釋氣體性質的理論，爲由原子論立場解釋物質性質的理論中最初完成者。白努利(*Bernoulli*)最初著手研究，中經克桑尼格(*Krönig*)、克勞修士(*Clausius*)之手，至馬克士威(*Maxwell*)、波茲曼(*Boltzmann*)後作了一大躍進。在這理論中，簡單地假定分子爲剛體球，即可將和器壁碰撞時的衝量平均值視爲氣體壓力，並可導出理想氣體定律。理論中又假定分子以平均自由路程作碰撞而引起物質、動量、能量等運輸作用。由此可說明擴散、黏性及熱傳導現象。因爲分子間的碰撞產生動量的交換，故由任意分佈出發，經過充分長的時間，亦可達到只與溫度有關的平衡分佈，這稱爲H定律，爲波茲曼所證明。由此定律可導出馬克士威、波茲曼的速度分佈律，而開創了一般統計力學的途徑。

【氣體密度起伏】(Density fluctuation in gas)

假設含有N個分子的理想氣體，裝在體積爲V_0的容器內，我們注重於n個分子佔有容器中體積爲V的情況。在平衡時發現一個分子在體積V中的或然率爲$P = V/V_0$，而在($V_0 - V$)中的或然率爲$q = 1 - p = (V - V_0)/V_0$，佔有$V$體積的平均分子數目可算出爲

$$\bar{n} = NP$$

進而計算標準偏差爲

$$\sigma = \sqrt{Npq}$$

而σ與平均值$\bar{n}$的比爲

$$\sigma / \bar{n} = \sqrt{Npq} / Np = (q / p)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{N}}$$

當N增大，標準偏差亦隨之增大，但其與平均值的比反而減小。就一克分子的氣體而言，$N \sim 10^{24}$ 。故

$$\sigma / \bar{n} \sim 10^{-12}$$

上式顯示，氣體的起伏，在一般的統計系統中，當系統達平衡時實在小至可以忽略。

【氣體基準溫度標】(Standard temperature scale of gas)

選定 $\theta = 2.81 \times 10^{-24}$ 厘米汞柱/分子數/米^3 爲冰之溶點，$\theta = 3.84 \times 10^{-24}$ 厘米汞柱/分子數/米^{3}爲水之沸點，以此爲量度溫度之標準是爲氣體基準溫度標。

【氣體常數】(Gas constant)

氣體常數R定義爲波玆曼常數(*Boltzmann constant*)k與亞弗加厥數(*Avogadro's number*)N_A之乘積，其值爲

$$R = kN_A = 8.3143 \text{ 焦耳/克分子 }°K$$
$$= 1.9860 \text{ 卡/克分子 }°K$$
$$= 0.08205 \text{ 大氣壓-升/克摩爾 }°K$$
$$= 1545 \text{ 呎-磅/磅摩爾 }°R$$
$$= 1.986 \text{ B.T.U./磅摩爾 }°R$$

此常數出現於理想氣體的狀態方程式$PV = RT$ 中，P爲氣體的壓力，V爲克分子容積，T爲絕對溫度。亦出現於該氣體的克分子比熱，例如單原子分子的克分子比熱爲$\frac{3}{2}R$，雙原子分子爲$3R$。

【氣體溫度計】(Gas thermometer)

定容氣體溫度計的構造，如圖 10 — 122 所示。世界各地的標準局

、實業機構、學術機構所使用的氣體溫度計，在材料、構造和尺寸方面各不相同，這些狀況則取決於所用的氣體之本性，以及擬測的溫度範圍。氣體裝在溫度計泡（*thermometer bulb*）*B*內（該泡通常用鉑或含鉑合金製成），有一毛細管連通該泡與水銀柱*M*，調整水銀柱的高度，直到水銀柱*M*的頂部觸及*M*之上方一個小指針的尖端；*M*之上方稱爲死空間（*dead space*）或礙體積（*nuisance volume*），這樣可使泡內氣體體積保持一定。調整*M*之高度的方法，是升降水銀槽。在*B*置於待測溫度之系統中，及置於三相點（*triple point*）溫度之水中時，量取*M*與*M'*兩個水銀柱的高度差 *h* 。

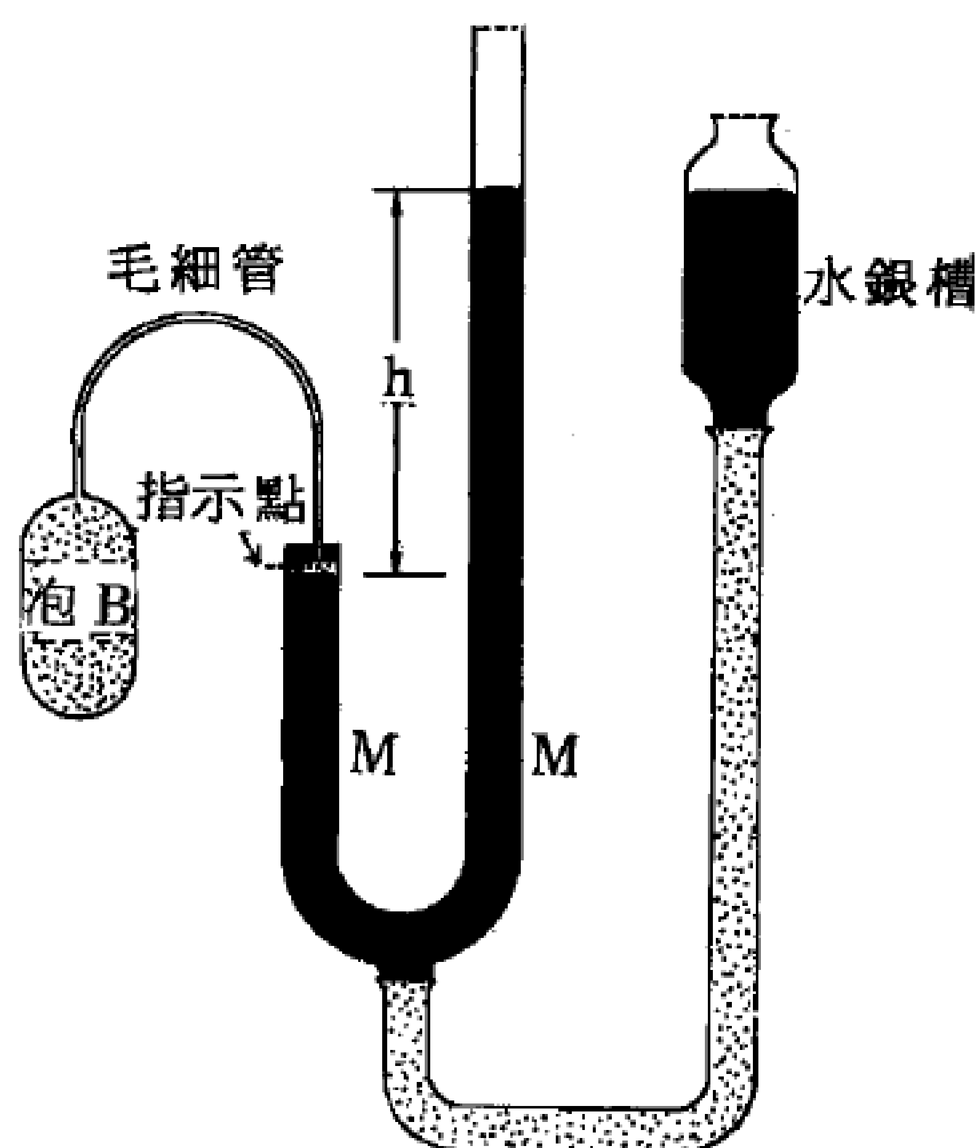


圖 10 — 122
簡化的定容氣體溫度計。升降水銀槽，以使左方的彎月形水銀面總是保持與指示點接觸，泡內氣壓等於h加上大氣壓力。

我們必須修正所得的種種壓力值，以計入下列誤差來源的影響：

1. 位於死空間（或其他任何“礙體積”內）的氣體之溫度，不同於泡內氣體之溫度。

2. 連接溫度計泡與流體壓力計（*manometer*）的毛細管內之氣體，具有溫度梯度（*temperature gradient*），也就是說並非處於均勻一致的溫度中。

3. 當溫度與壓力改變時，泡、毛細管和礙體積都有體積變化。

4. 若毛細管直徑與氣體分子的平均自由路程（*mean free path*）相當，則毛細管中會有壓力梯度——努特生效應（*Knudsen effect*）。

5. 有些氣體被吸附於溫度計泡壁和毛細管壁上，溫度愈低，吸附

愈多。

6. 壓力計中之水銀，有因溫度與壓縮性引起的某些效應。

近年來氣體溫度計的設計方面有許多重大的改進，其中兩項如圖10—123所示。泡內氣體不再直接與流體壓力計中之水銀直接連通，新設計中有兩個分開的氣體部分：溫度計氣體與隔膜一致地移動，並對該膜之一面施以壓力；壓力計氣體在隔膜的另一面，導向流體壓力計。隔膜本身是一個電容器（ *capacitor* ）的一片，另一片固定在它附近。隔著該膜的壓力差，使該膜有輕微的移動，導致可用交流電橋觀察到的電容變化。在一大氣壓左右的時候，百萬分之一的壓力差量就能被偵察到。當膜片顯示沒有變形時，流體壓力計氣體的壓力便和溫度計氣體的壓力相同，讀取流體壓力計上的數據，即得泡中氣體之壓力。

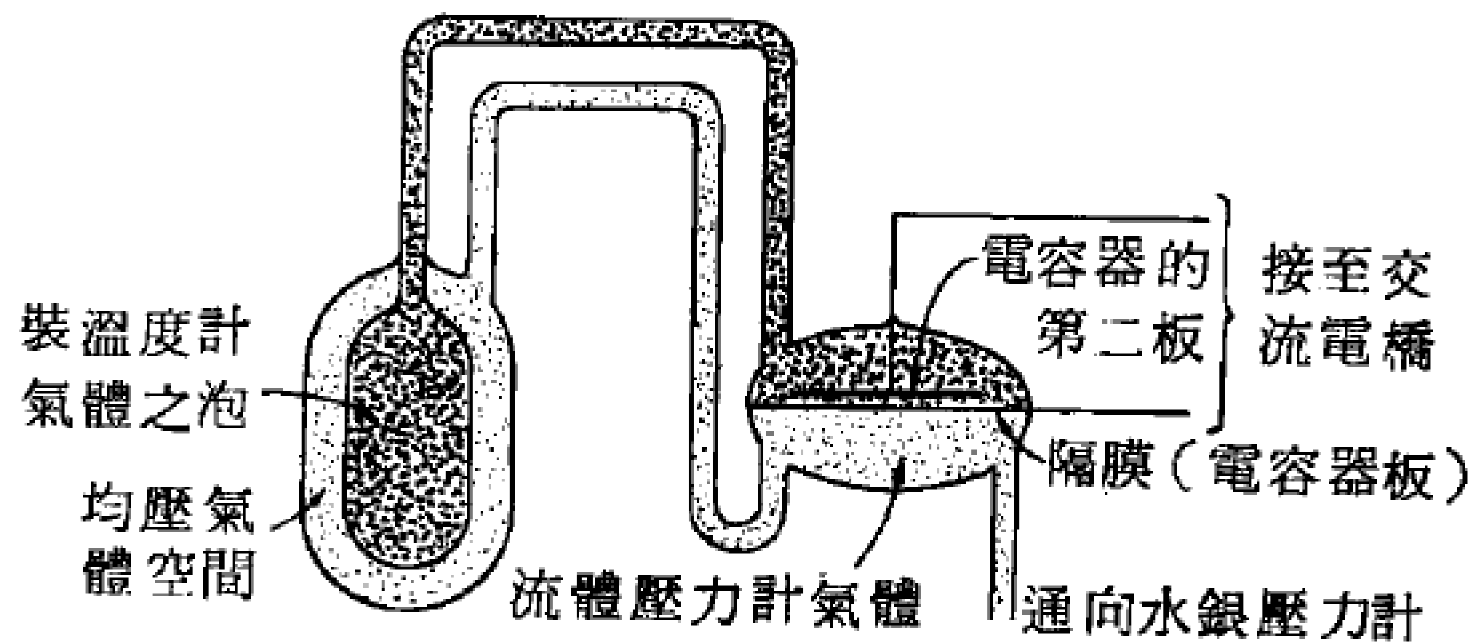


圖 10 — 123
美國國家標準局所用的氣體溫度計之兩項改進

圖 10 — 123 所示的另一項改進，是包圍溫度計泡的均壓氣體空間（ *equalizing gas space* ）。流體壓力計氣體充滿於這部分空間。當我們讀流體壓力計時，不會有促使溫度計泡的尺寸改變之淨力（ *net force* ），因而不需就該泡體積隨壓力的變化加以修正。

最大的改進則是關於水銀壓力計之管的口徑被放寬了，因此各管中彎月形的水銀面可以非常地平坦；由於“死空間”與這寬度無關（與圖 10 — 122 所畫的較老式儀器相同），所以可以這麼做。把水銀的彎月形面當做電容器的一片，並在附近固定放置另一片，再用交流電橋測定電容，便可求出該面之位置。兩個水銀柱的高度差，是用規塊（*gauge block* ）量得的。壓力可以精確地量到一毫米水銀柱的萬分之幾。

已經有把壓著隔膜（*differential pressure diaphragm*）裝入溫度計泡內的氣體溫度計被造成，如此便可以完全消除“死空間”。

【氣體雷射】（Gas laser）

1961年加凡（*Javan*）首創了氣體雷射，其介質不是晶體，而是低壓氦與氖的混合氣體，氖的作用相當於紅寶石雷射中的鉻。同時，它用放電（*discharge*）來代替紅寶石雷射中的閃光燈。電子與氦原子碰撞，使它升到激發態（*excited state*），而激發態的氦原子與氖原子碰撞，可以產生過量的激發態氖原子。氣體放電管兩端的平面鏡使管中有極強的駐波場而引起激勵輻射。

由於氣體對雷射作用顯出兩項非常有效的優點，即強大而尖銳的光譜線，與在各能譜所顯示的延遲發射時間。故而使雷射的先進科學家們不由得要對氣體另眼看待，首要問題是需發明一種方法去激勵原子的能階，以產生可以工作的倒量現象。

這個問題在第一具氣體雷射中的解決方法，是使用兩種能階可以接受控制的氣體同時作用而成。像氦氣與氖氣，一個作為增加能量之用，一個作為放大之用，便把問題解決了。至於使用氦氣的原因，那還是根據光譜學家以往研究氦光譜時所發現的奇特性質而來。由於氦氣原子當受能激勵到某一個特別能階時（用X來表示），不能夠靠輻射而放出能量來。而只能靠著與其他分子發生碰撞時才可以失去能量，當然這個被碰撞的原子必須也要有X能階，而且還是沒有被佔據的能階。恰巧氖氣原子有這個X能階（圖

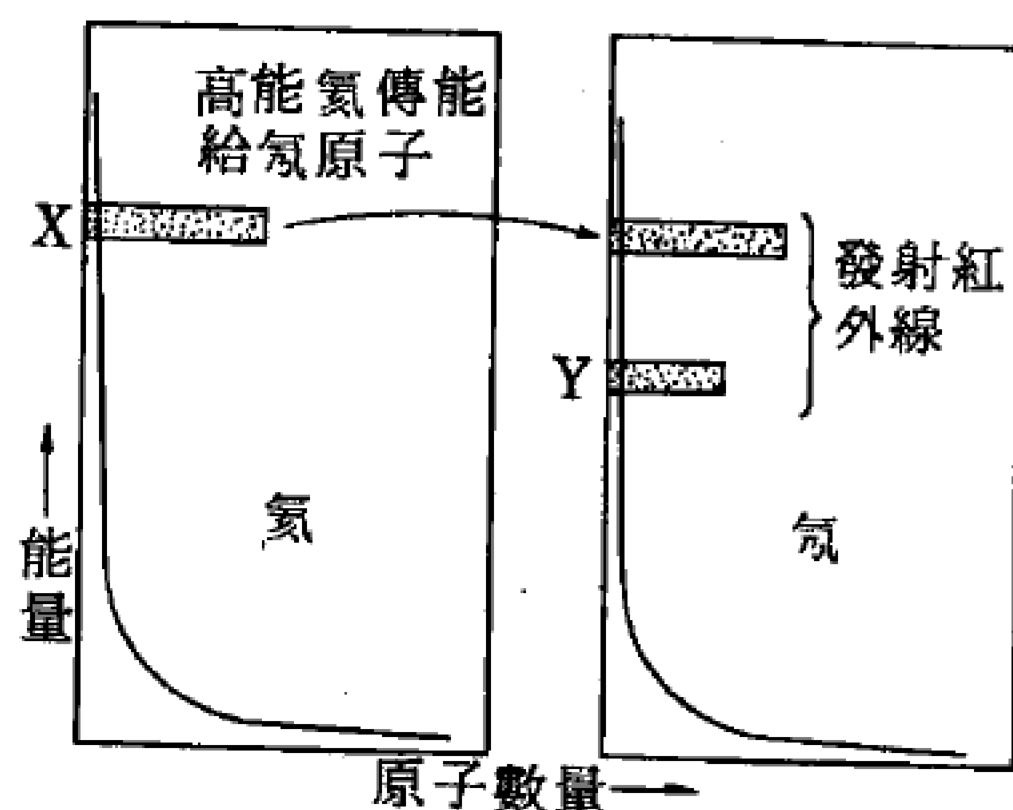


圖 10 — 124

氦氖雷射動作圖。高能氦把能量傳到氖原子上，而產生倒量現象時，可得功率為百分之一瓦特，波長 1.1×10^{-4} 厘米，頻率為 2.7×10^{14} 次／秒的紅外線。

10 — 124 ）。於是當高能氦氣碰上了靜止的氖氣原子時，氦能就立刻佔據了氖原子，然後氖原子放出紅外線降階到 Y 能階而得到相當長時間的延遲作用。

這種雷射中含大量的氦氣與少量的氖氣（約 10 ： 1 ），用能夠發生電離的射頻電壓予以激勵。使大量的氦原子能階上升很高，當回降到 X 能階時就不再下降。這時氦原子很快就會碰上氖原子，於是氖原子因得到能量而升高到 X 能階。由於氖原子在此能階有較長的時間延遲作用，故 X 處的原子數較 Y 處爲多（即滿足了放大紅外線的基本條件）。同

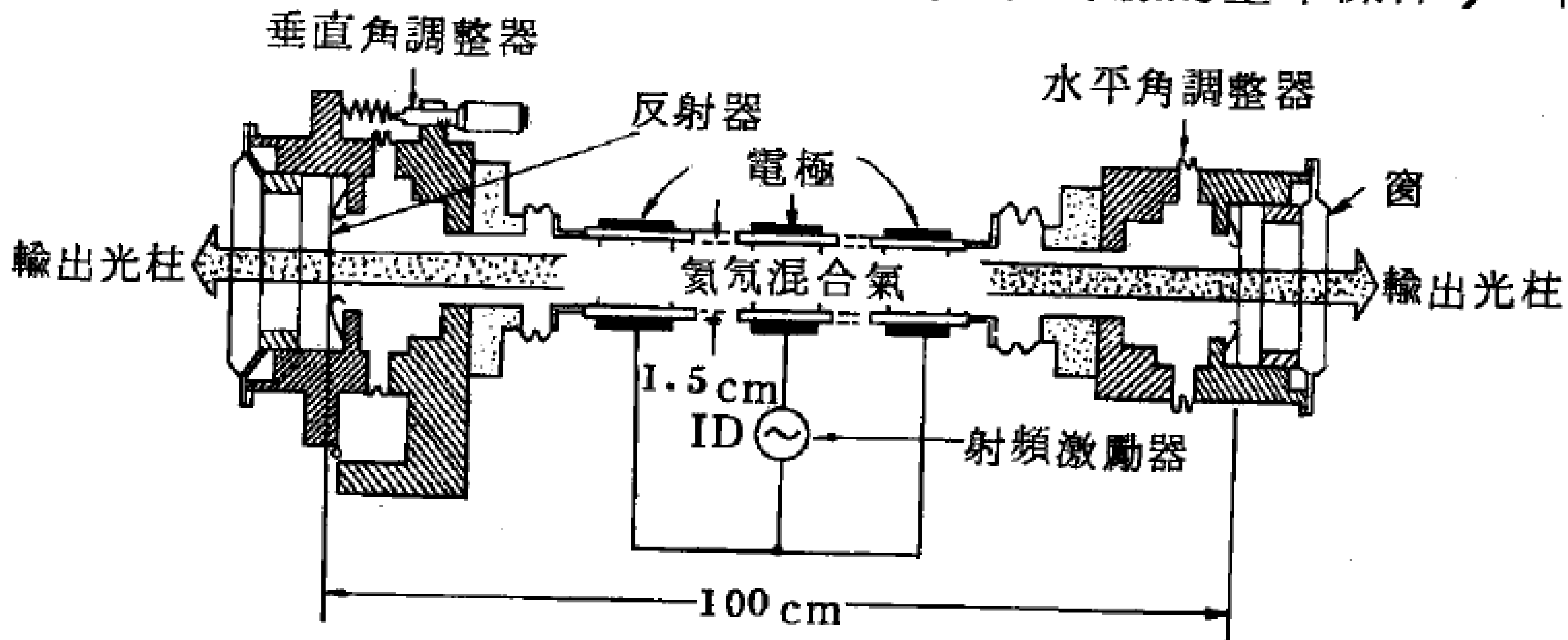


圖 10 — 125

氦氖雷射這種雷射作用的性能，對於兩個端部反射器的平行程度，具有嚴密的關係。而且反射器本身的平整度也需在幾個波長以內。氣體雷射使用純氦、氖、氪、氬及各種混合氣體，配合各種激勵方法，曾發生各色雷射光（從波長爲 5.94×10^{-5} 厘米的黃色光，到波長爲 3.45×10^{-8} 厘米的紅外線）。

時更由於像紅寶石雷射一樣的，受到兩端面反射加強作用的幫助，才使氣體雷射得以成功。

氣體雷射是連續的，但其功率密度比紅寶石的脈動雷射要低。其輻射也是高單頻、偕相位、可以偏振的。氦氖氣體雷射可放射幾種不同的波長（大多是在可見光領域），分別對應著某些能態間的躍遷。其他的氣體雷射，也大多是放射紅外線的。

【氣體運動論】（ Kinetic theory of gases ）

詳閱“氣體動力論（ *Kinetic theory of gases* ）”條。

【氣體電離】(Ionization of gas)

氣體電離卽氣體離子的形成，形成的過程就是氣體原子或分子由於某些原因失去了自己的一個或數個電子。氣體電離的結果，生成正離子和自由電子。產生氣體電離的原因可能是原子或分子相互之間的碰撞(例如在很強的熱運動時)，自由電子與原子或分子的碰撞(如果電子速度足夠大)，光的作用，特別是紫外線的作用，和一系列別的原因。在這些原因停止作用後，正離子和電子在相互碰撞中又重新結合成中性的原子或分子，這個過程叫做復合，氣體電離便形消逝。

【氣體管】(Gaseous tube)

電子管中充入微量氣體，目的在增大屏流，減小屏阻。

【氣體整流器】(Gaseous rectifier)

充有惰性氣體(*inert gas*)的二極管(*diode*)，屏阻減低，本身的電壓降較小，輸出電壓較高。

【氣體膨脹】(Expansion of gas)

氣體之膨脹較固體、液體大。氣體之壓力一定時，溫度增高 $1°C$，其體積增加 $\frac{1}{273}$，卽其膨脹係數爲 $\frac{1}{273}$(卽 0.00366)。各種氣體之膨脹係數恆相等。茲令 $0°C$ 時氣體之容積爲 V_0， 壓力不變而溫度升至 t 度，其容積變爲 V，則得

$$V = V_0 \left(1 + \frac{1}{273} t \right)$$

若氣體冷至零下 273 度，則 $t = -273$

而
$$V = V_0 \left(1 - \frac{1}{273} \times 273 \right) = 0$$

卽其容積等於 0，然氣體容積等於 0，與物質不滅之理相背，是爲必無之事，蓋尚未冷至此低溫度，氣體已化爲液體，不再能適用氣體膨脹之定律。

理想氣體自由膨脹時，沒有推動其他東西，那就是說它沒有作功，應當沒有溫度的變化。但實際上大多數氣體在膨脹時都發生冷卻作用，少數氣體如氫、氦在很低的溫度下也是如此。這是焦耳、湯木生效應（*Joule-Thomson effect*），由於氣體分子間具有吸引力，膨脹時要吸收熱能用來勝過這種吸引力，氣體的液化即利用這種原理。

【氣體擴散】（Gaseous diffusion）

一種分離同位素的方法，它所根據的理論是：質量不同的氣體分子或原子經過多孔障壁（或膜）而擴散時，能以不同的速率擴散。於是經幾個串級的擴散，逐漸把同位素分離開來。這種方法是美國原子能委員會（*A. E. C.*）用來分離鈾-235和鈾-238的，用這種方法來分離同位素，需要很大的工廠和巨大的電力。

【氣體離心機法】（Gas centrifuge process）

一種分離同位素的方法，它是利用離心力把重一點的氣體原子或分子和輕一點的分離開來。

【氣體鎢燈】（Gas-filled tungsten lamp）

專作充電用的整流器。

【氣體鏡頭】（Gaseous lens）

美國正在試驗用氣體做的鏡頭，如圖10—126（不是玻璃做的鏡頭）可把光線集中，並通過彎曲的管子引伸到遠距離外。

這種光線終將用在一種革命性的新通訊系統中，傳遞大量消息，正如電話線及同軸電纜一樣傳播聲音、照片或其他訊息。

在試驗中顯示，這種氣體鏡頭並不像普通的玻璃鏡頭那麼多地反射或吸收光。在每次試驗中使用的光線，是來自雷射（*laser*）的，這是一種加強及澄清光的裝置，然後發出一種細長而強烈的光線，不像普通的光線在相當距離之外會散開。

這些試驗顯示一具氣體鏡頭或多具氣體鏡頭，可把雷射發出的光線

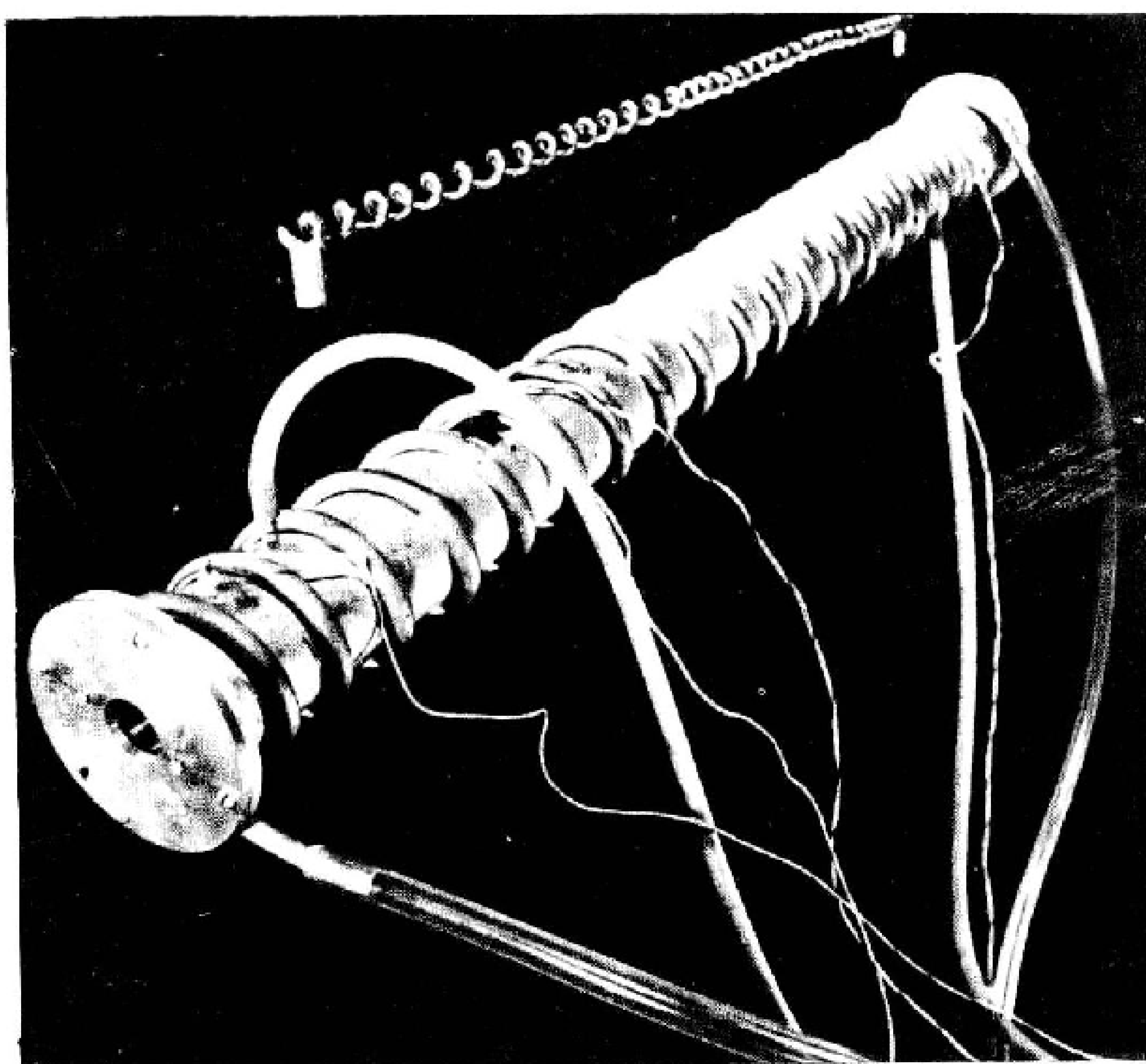


圖 10 — 126　新的氣體鏡頭之一

限於管子中心附近的孔道上，即使是極爲彎曲的管子也無妨。

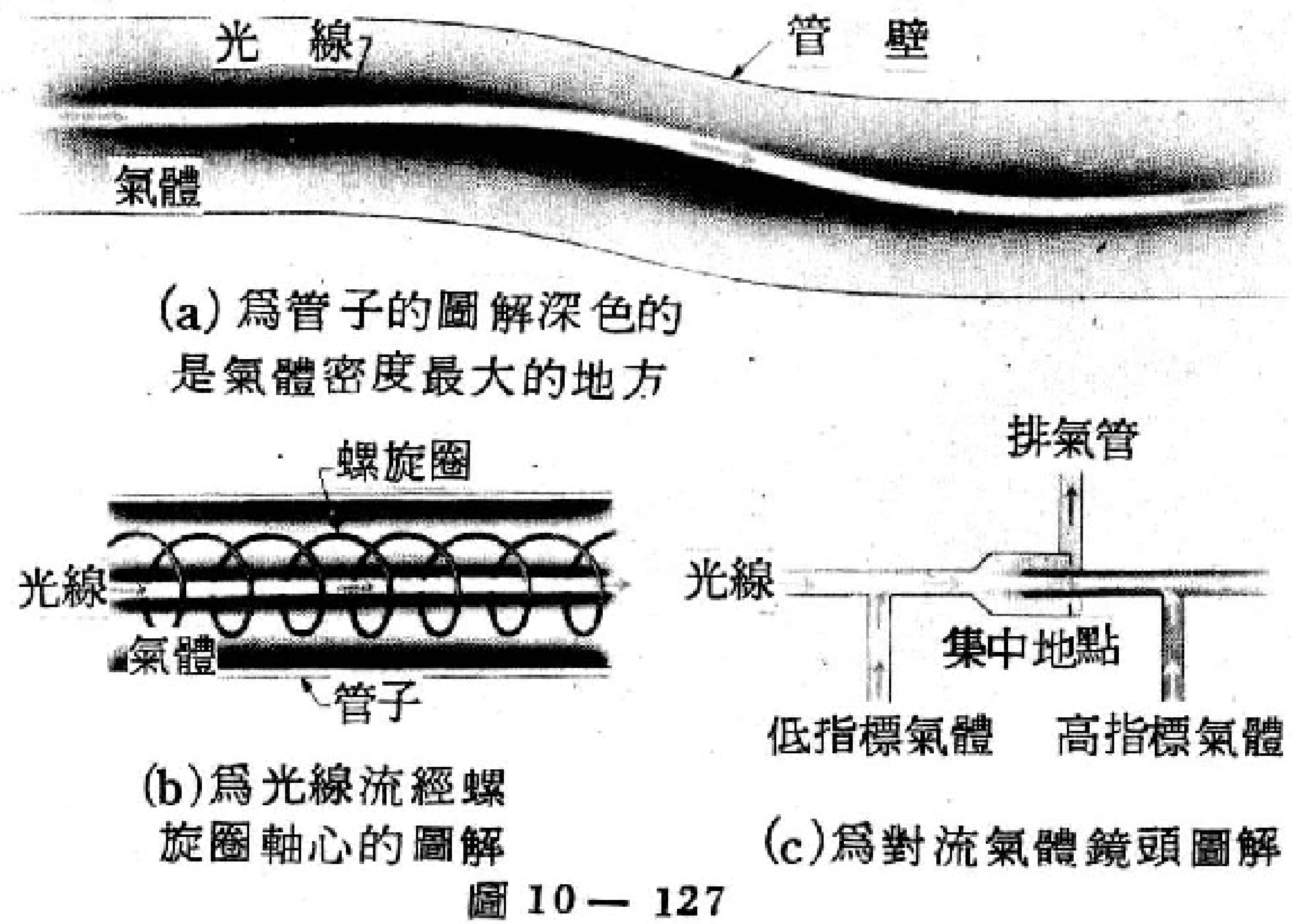
在筆直的管子內，不需要使用強力的鏡頭，因爲雷射發出的光線在直的管子內不易散開。光線通常都是直線行進的，即使在管子內的彎曲部分也是如此，因此在彎曲的管子內需要有強力的鏡頭，使光線得以隨著管子的形狀而繼續延伸。

在這種彎曲的管子中，氣體鏡頭把光線集中，使光線不觸及管壁，而在管心內伸展。爲達到這一點，管子內充滿了氣體。因爲氣體的密度愈大，就愈爲收縮，而氣體在管心內也集結得最多。

這個充滿氣體部分的作用猶如稜鏡，使光線在管子的曲度內轉折。這是借鏡於早已爲人所知的一種科學現象，那就是光線會折向有強烈收縮作用的地方，用科學上的術語來說，就是有高收縮指標的地方。愈是彎曲，光線就必須愈爲收縮，使它不觸及管壁。這種管子可以隨著天然的地勢而彎曲，也可以作爲長途通訊系統的轉駁線。

目前在試驗中的氣體鏡頭，有兩種不同類型（如圖 10 — 127 ），都是由紐約州貝爾電話公司實驗室的科學家伯里曼及赫特遜設計的。

其中的一種設計，是在充滿氣體的管子中心設有一條螺旋形的線圈。這條螺旋線較管子其他部分略熱，使氣體受熱並造成熱流，使氣體集中在管子中心，因而增加了中心部分的收縮作用。



(a) 爲管子的圖解深色的是氣體密度最大的地方

(b)爲光線流經螺旋圈軸心的圖解

(c)爲對流氣體鏡頭圖解

圖 10 — 127

於是光線就在螺旋圈的軸心內通過。在試驗中曾用過許多種類的氣體皆告成功，這些氣體包括空氣與二氧化碳的混合氣體，以及碳、氯、氟化合物和碳化氫。

另一種設計，是用兩種具有不同收縮能力的氣體，不斷地從相對的方向流聚到一條混合管中。兩種氣體會合後流出混合管。光線通過混合管並集中在這地方。科學家透過對熱度的增減，控制流經的氣體之收縮指標中的變化，從而可以使光線集中到需要的程度。

【泰羅斯衞星】(Tiros satellite)

原是天候觀測系統中有關的一項研究發展項目，它即是“電視及紅外線觀測衞星”(*television and infra red ray observation satellite*)的英文縮寫。

第一枚泰羅斯衞星在 1960 年四月一日發射，從此它被證明是個最有效的風暴測量衞星。它們曾經攝到五十多萬張有用的雲層照片供給氣象學家，也提供了對風暴的可靠預測、追蹤及分析。經由它測得的資料，美國氣象局對世界各國提供了成千的有關風暴預告。現在正研究改進

此系統，以期能直接供給世界所有其他國家天候資料。目前此衞星系統包括整個地球面積，它們有些還帶有自動照片傳送裝置，這樣在地球上的接收站可以用不太精貴的儀器收到傳送來的雲層照片。除此以外，泰羅斯也能提供其他天候資料以獲得長期天氣預測，進而知曉旋風及其他有破壞性風暴之形成和如何才能遏制它們。泰羅斯所攝之地球照片對地理與地質也有貢獻，例如依河流之結冰，海中冰山的情況及多天各地覆雪面積等，以期預測春天來臨時的洪水。

【浦肯頁效應】(Purkinje effect)

眼睛對於黑暗的適應性，是最令人注意的視覺現象之一，如果我們從一間光亮的屋子走進黑暗中，就會有一陣子什麼都看不清楚，但是漸漸地東西的輪廓清晰起來，終於可以看見剛才所看不見的東西。如果光的強度非常低，我們所看見的東西是沒有色彩的，現在已經知道這種適應黑暗的視覺，幾乎完全是由於桿狀細胞的作用，而在光亮中的視覺，則是由於圓錐細胞的作用；因此，有一些視覺現象，能夠很容易的由這種功能轉移，從圓錐與桿狀細胞一起作用轉移成只有桿狀細胞的作用之結果來解釋。

在許多我們無法見到色彩的情形中，如果其中光線強度再強一點的話，那麼不但能夠看見色彩，而且會發現這些東西竟是十分美麗，例如從望遠鏡中來觀察發光微弱的星雲，所見到的幾乎永遠是黑白的映像；但是在威爾遜山及巴勒馬山天文臺 (*Mt. Wilson and Palomar Observatories*) 工作的米勒先生 (*W. C. Miller*)卻耐心地製成了一些星雲的彩色照片，沒有人曾眞正地用肉眼見到這些色彩，但它們並不是人工加添上去的，只是光線的強度不足以使我們眼內的圓錐細胞感光。這些星雲中比較壯觀的是環狀星雲 (*the ring nebula*) 和巨蟹星雲 (*the Crab nebula*)，前者的內部顯出一種漂亮的藍色，外環以耀紅的暈輪；而後者則顯出一片如霧般地藍色，其中散佈著耀目的橘紅色光

絲。

很明顯地桿狀細胞在強光中感光的敏感度極低，但在黑暗中它們感光的能力就隨著處於黑暗中時間的久暫而增加，一個人所能適應的最強光線與最弱光線之比超過了1,000,000 ：1 的比例，大自然並不是把所有的工作都分派給一種細胞，而是將能看見強光及色彩的圓錐細胞的工作，隨著光線的減弱逐漸轉移給能適應黑暗看得見弱光的桿狀細胞。這種轉移作用產生了一些有趣的結果，其一就是：進入黑暗時，首先是毫無色彩的，其次漸漸地不同顏色的物體會顯出不同的相對亮度，這乃是因爲桿狀細胞對藍色的物體的感光較圓錐細胞爲佳，而圓錐細胞能看見的顏色，如暗紅色，桿狀細胞卻一點也看不見，因此紅光對於桿狀細胞來說是黑色的；所以，兩片色紙譬如說藍色和紅色，在較亮的光線下，紅色的亮度可能比藍色的亮，但在黑暗中看上去卻完全相反。這眞是一個令人驚訝的效應，如果我們在黑暗中能看見一本雜誌或是其他帶有色彩的東西，在我們還不能確切知道是些什麼顏色以前，對各部分的明暗作一判斷，然後將雜誌攜至光亮處，對於其明暗的區域再重新加以判斷，我們就會發現這種判斷何者是最亮色彩的顯著改變了。這種效應稱爲浦肯頁效應。

圖 10 — 128 中，虛線代表眼睛在黑暗中的敏感度，也就是使用桿狀細胞時的敏感度；而實線代表在光亮中的敏感度。由圖可以看出桿狀細胞的最高敏感度是在綠色的區域；而圓錐細胞則在黃色區域較

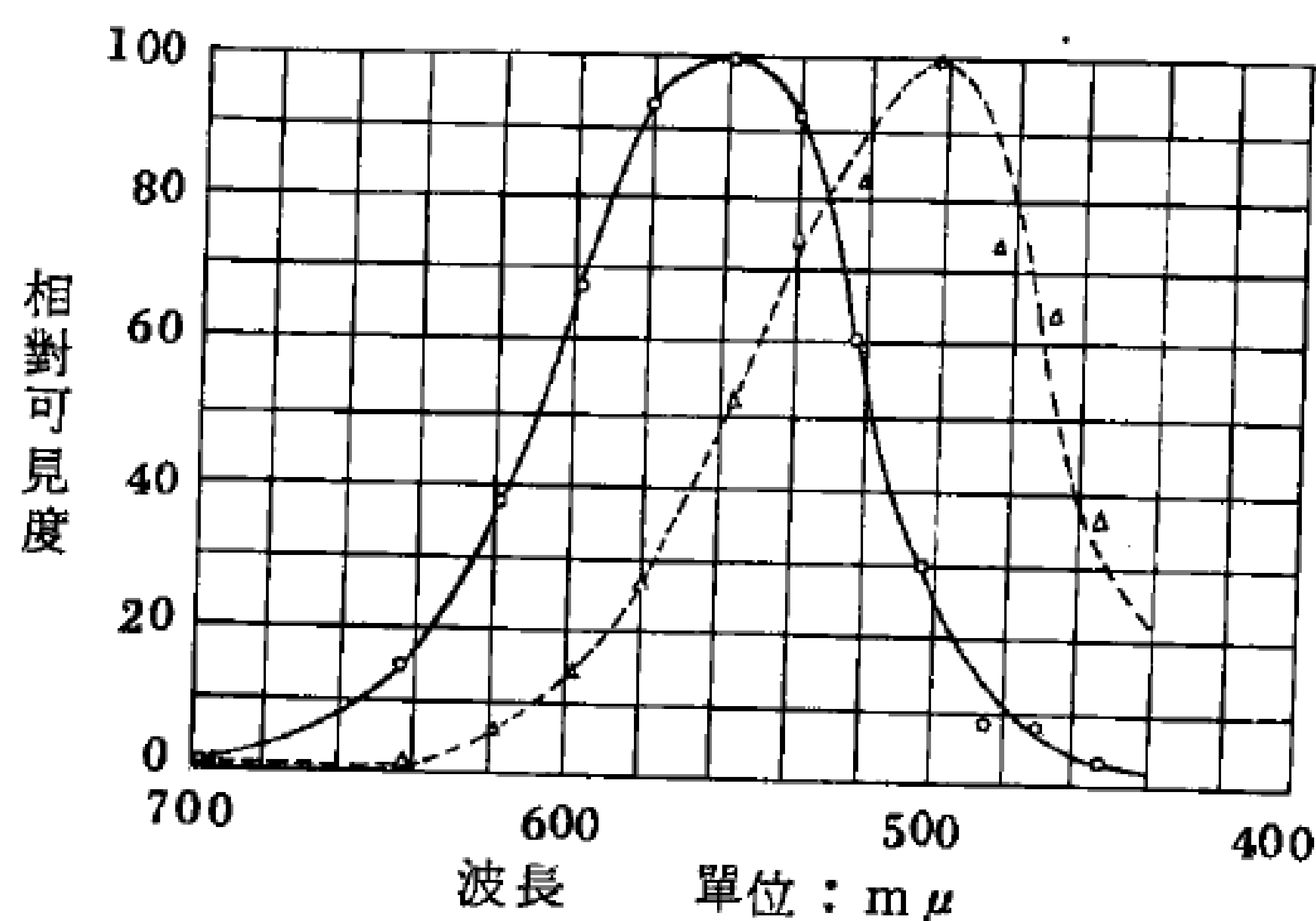


圖 10 — 128　眼睛敏感度光譜

易感光。紅色的紙，在強光照射下可以看得見（紅光波長大約是 650 $m\mu$ ），但在黑暗中就幾乎完全不可見了。

由於在黑暗中是由桿狀細胞來接替職務，且在中央下窪處沒有桿狀細胞的事實，使我們在黑暗中直視物體反而不及斜視來得清楚，觀察微弱的星或星雲時，斜視常比直視清楚，即爲此緣故。

【浦朗克】（Max Karl Ernst Ludwig Planck 1858—1947）

1858 年四月二十三日生於德國基爾（*Kiel*），在慕尼黑和柏林受大學教育，在柏林大學爲克希何夫（*Kirchhoff*）的學生。後在慕尼黑大學任助教，1885 年任基爾大學教授，1889 年任柏林大學教授。浦朗克對熱力學，特別是黑體輻射（*black body radiation*）有深刻研究。當時古典統計力學不能解釋由實驗得到的黑體輻射光譜，1901 年浦朗克證明如假設能量的吸收或放射不是連續的，而必須是一個量子（最小單位）能量的整數倍。此量子能量與放射線的頻率成正比，則可導出與實驗一致的公式。這比例常數就是有名的浦朗克常數（*Planck's constant*）h，其值約爲 6.6×10^{-27} 爾格秒，是量子論中最基本的常數。1918 年獲諾貝爾物理學獎，1926 年當選英國皇家學會外籍會員。1930 年出任柏林凱撒威廉學院院長。第二次世界大戰其間反對納粹排猶政策，其獨子因參與 1944 年七月二十日暗殺希特勒而被處死。1947 年十月三日逝於哥丁根。

【浦朗克常數】（Planck's constant）

浦朗克常數通常記爲 h，其值爲 6.6×10^{-27} 爾格秒。這是量子力學中最重要的常數，與光速 c 和重力常數 G 都是自然常數，這個常數在量子力學中常以 $\frac{h}{2\pi}$ 的形式出現，並以 $\hbar$ 表之，故 $\hbar=1.05\times10^{-27}$ 爾格秒。

浦朗克爲解決黑體輻射問題，假設有這常數。他提出輻射能量不連續的值，乃是某能量值的整數倍，即

$$E_n = nh\nu$$

這些不連續的能量以 $h\nu$ 爲最小單位。此假設解釋黑體輻射問題。之後愛因斯坦（*Einstein*）在光電現象方面，假設光爲光子，其能量爲 $h\nu$，以解釋光電作用的不連續現象。接著德布洛利（*De Broglie*）假設粒子的物質波現象，粒子的能量E和動量p與波動的關係是

$$E = h\nu$$

$$p = h/\lambda$$

以後因此啓開量子力學的大門。

現在知道量子力學與古典力學相關連，此即在某情況下，將h看成很小，而可視爲 0 時量子力學就可以是對應的古典力學，而不連續的量子力學亦成爲連續的古典力學所描述的現象。

【浦朗克輻射定律】（Planck radiation law）

欲尋找到底什麼機構使輻射原子產生所觀測到的黑體輻射（*black body radiation*）之能量分佈的問題，導致了量子物理的誕生，上世紀末企圖用當時所得之概念來說明這個能量分佈，但全都失敗了；德國物理學家浦朗克（*Planck*）在 1900 年左右提議說，若空腔（*cavity*）內的輻射與壁的原子是在平衡狀態下，則在輻射中之能量分佈與空腔中原子之能量之間必有一對應關係，浦朗克假設原子的擧止像諧和振盪器（*harmonic oscillator*）以作爲輻射原子的模型，而每個原子各以一定之頻率 ν 振盪，浦朗克作第二假設說，每個振盪器只能以與其頻率 ν 成正比的數量吸收或發射輻射能，設E爲一振盪器與電磁輻射交互作用的單一過程中所吸收或發射之能量，浦朗克的假設即表示 $E = h\nu$，此 h 爲一比例常數，對所有振盪器均相同，因此，當一振盪器吸收或發射電磁輻射時，其能量增加或減少的數量爲 $h\nu$，浦朗克的假設即暗示原子振盪器的能量量子化（*quantization*），此即一頻率爲 ν 之振盪器只能獲得一定之能量值，這些值爲（假設振盪器之最小能量爲 0）

$$0, h\nu, 2h\nu, 3h\nu, \cdots\cdots$$

故一般而言，一頻率爲 ν 之振盪器的可能能量值爲

$$E_n = nh\nu \qquad (1)$$

式中 n 爲一正整數，如吾人所知，一振盪器之能量與其振幅的平方成正比，而演繹地對振盪之振幅作適當之校準，則可使有一定頻率之振盪器具任意選定之能量，因此浦朗克的觀念是一個不能用古典概念來解釋的特別假設；只因它“進行順利”且當時之物理學家缺乏更好之解釋，所以被認爲是正當的，迄今仍然沒有更好的解釋。

我們必須接受一些物理量的量子化作爲自然界的基本事實。應用統計性質的一些重要事實，即用馬克士威丶波茲曼分佈律（*Maxwell-Boltzmann distribution law*）$N = Ae^{-E/kT}$，並應用浦朗克所得者 $E_n = nh\nu$，則黑體輻射之能量密度表爲

$$E(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \qquad (2)$$

此式與在不同溫度時 E（ ν ）之實驗值有意想不到的一致，而被認爲是黑體輻射的正確表示式，稱爲浦朗克輻射定律。

在（ 1 ）式中引進了一任意常數，稱爲浦朗克常數，將 E（ ν ）之實驗結果代入（ 2 ）式，得此常數值爲

$$h = 6.6 \times 10^{-34} \text{ 焦耳－秒}$$

【消光係數】（ Extinction coefficient ）

透明介質的光學性質常可很方便地以兩個常數來表明特性；此二常數即是折射係數（ *refraction coefficient* ）n 和吸收係數（*absorption coefficient*）α。折射係數可用司乃耳（ *Snell* ）的折射定律來定義

$$n = \sin\phi / \sin x$$

此處 ϕ 爲光在眞空與介質邊界平面上的入射角，而 x 爲光折射進入介質的角度。依據波動說的司乃耳定律，是因光在介質中行進的速度 v，與光

在眞空中的速度 c 不同而導來的。折射係數 n 也等於 c/v， 吸收係數 α 爲朗伯、鮑格爾（ *Lambert-Bouguer* ）定律中指數的一個因素，此定律描述輻射在吸收介質中減弱現象與距離的函數關係。

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad 或 \quad T_a = e^{-\alpha x}$$

這裏 I_0 表示入射輻射在邊界的強度， 而 I 爲在介質內 X 處的強度。$T_a = I/I_0$ 特稱爲穿透率。有時也採用另一物理量 k 稱爲消光係數，定義爲

$$k = \alpha\lambda / 4\pi$$

此處 λ 爲在介質外所量得的波長。

實際上 n 及 α 均非常數，在某些波段它們均與波長有密切的關係。當往較長的波長移動，折射係數顯明地降至一極小值，然後突然上升到一巔峯，此後在長波區域逐漸下降。同時吸收係數在折射係數爲極大與極小值的波長中間有一巔峯，此波長區域稱爲色散帶。

【消色差系統】(Achromatic system)

藉組合不同物質之透鏡，使色像差（ *chromatic aberration* ）減少甚至消除，此種組合之透鏡稱之爲消色差系統。欲知何以致此，可就圖 10 — 129 透鏡系統觀之，譬如圖中透鏡 L，由冕牌玻璃（ *crown glass* ）製成，而透鏡 L' 則由火石玻璃（ *flint glass* ）製成，透鏡 L 具有之色像差由線段 VR 示出，但經由適當設計的發散透鏡 L' 具有負色像差，通過此透鏡系統的一切波長均會聚於焦點 F。

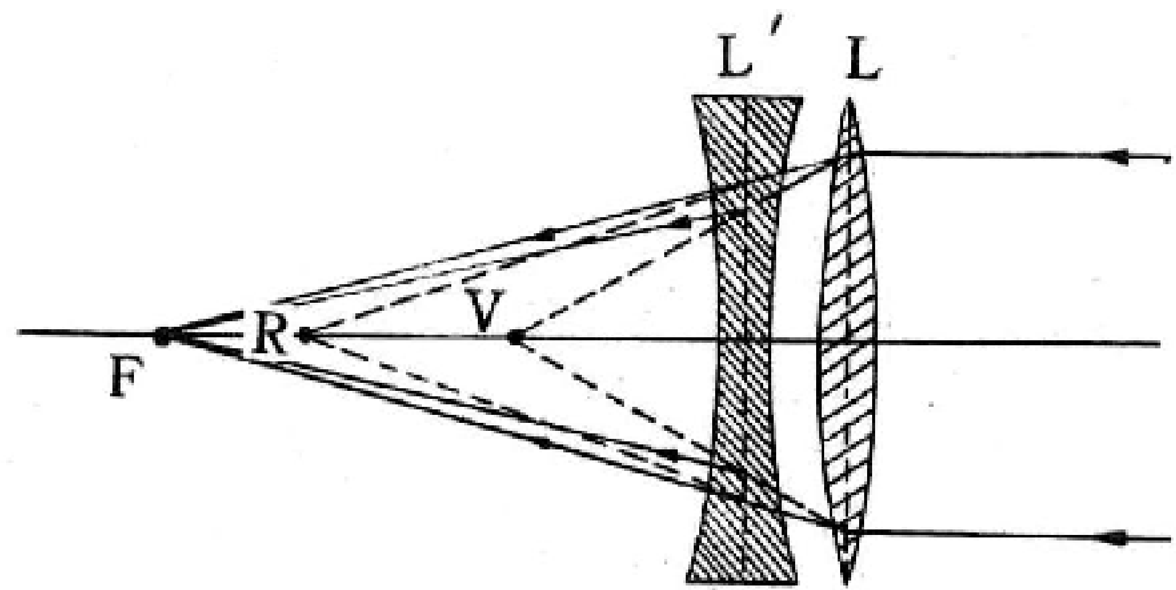


圖 10 — 129　透鏡之消色差系統

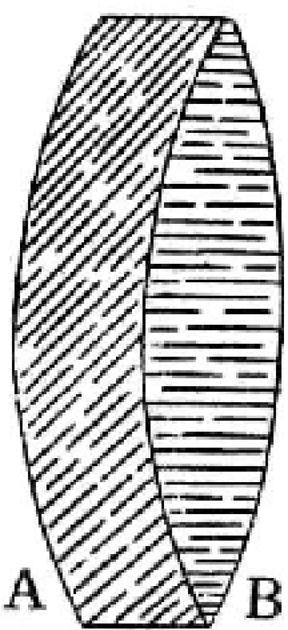


圖 10 — 130

【消色差透鏡】(Achromatic lens)

消色差透鏡普通均由凸凹兩鏡合成，其凸鏡用冕牌玻璃製成如 B，凹鏡用火石玻璃製成如 A，光線通過凸鏡後

，雖分散而生色像差，折射率較大之紫色光線，所集之焦點較近，折射率較小之紅色光線，所集之焦點較遠，然有凹鏡 A，則光線尚未分散之前已通過凹鏡，折射率較大之紫色光線發散較甚，所集之焦點較遠，折射率較小之紅色光線不甚發散，所集之焦點較近，由是可使各色之光集於一點，不生色像差現象，光學儀器所用之透鏡，皆爲消色差透鏡，蓋因光線通過透鏡後，分散而生色像差現象，各色之光所集之焦點遠近不同，由是所生之像不甚明瞭且帶彩色，消色差透鏡能除此弊，故光學儀器用之。

參閱“消色差稜鏡（*Achromatic prism*）”條。

【消色差稜鏡】（Achromatic prism）

如圖 10—131 中的兩個稜鏡組合體，其折射稜的配置方位是相反的；如此可使由第一稜鏡所生之色散，經第二稜鏡之復合作用而使之抵銷。故兩個稜鏡之組合，其作用好像一塊平面玻璃，能使通過的光線略作橫向位移，而生成狹縫的白色之像。

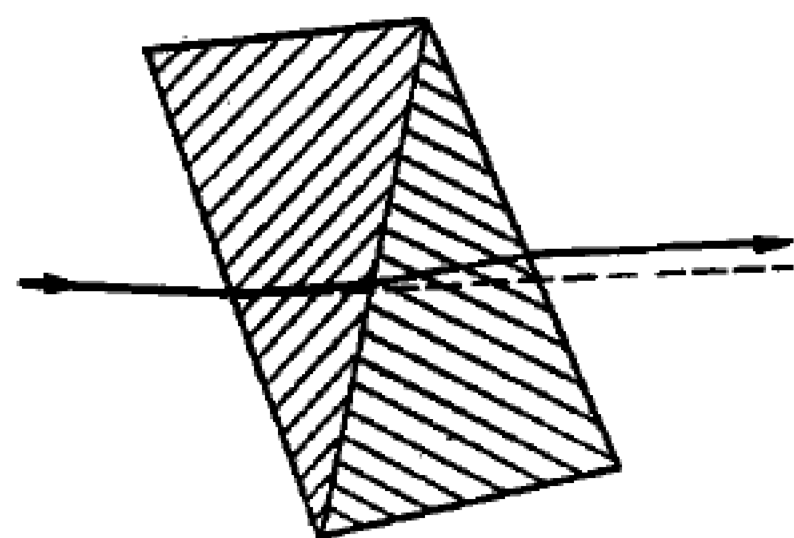


圖 10—131

爲消除白光的色散，實可利用由另一種玻璃所製並具有較小稜鏡角之第二稜鏡予以達成，而不致損及整個稜鏡組合體之折射作用。如圖 10—132 所示，係由兩種不同之玻璃，即冕牌玻璃（*Kr*）和火石玻璃（*Fl*）製成之稜鏡合併而成。火石玻璃稜鏡對光之偏向，比具有等大稜鏡角之冕牌玻璃稜鏡稍強，但它產生約二倍寬的光譜。故如使火石玻璃稜鏡的稜鏡角（35°），僅約爲冕牌玻璃稜鏡之稜鏡角（60°）的一半，且使此二稜鏡按圖 10—132所示的樣子配置起來（在圖中爲醒目起見，兩鏡之間仍留著一小

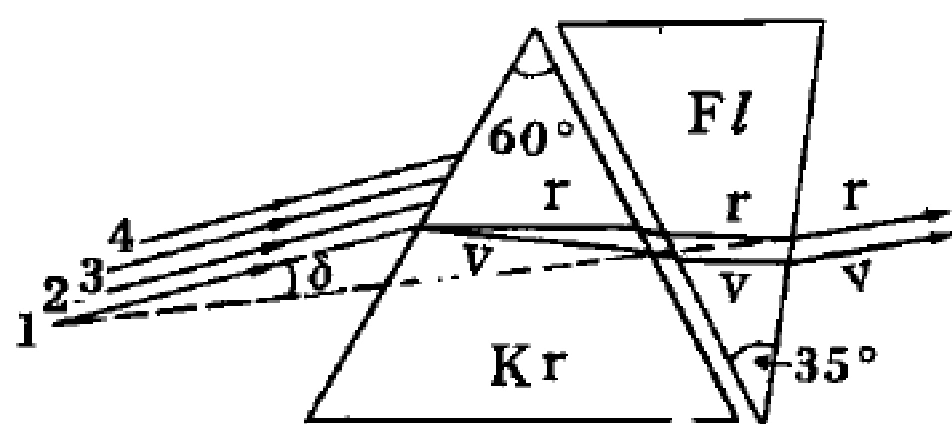


圖 10—132

段距離），則仍有微弱的總偏向存在，且此總偏向比光線單獨被冕牌玻璃稜鏡作用時所生之偏向小些。在圖 10 — 132 中，經過兩個稜鏡的總偏向係以 δ 角表示，但此一偏向對由紅色（ r ）至紫色（ v ）各種光線都是相等的。因此，所有光線都是平行射出的。如令一整束光線射在稜鏡上，則所有平行射出的色光又將復合成為白光。因此時第 1 條光線的紅色與相鄰的第 2 條光線的橙色、第 3 條光線的綠色、第 4 條光線的黃色相重合了。事實上，圖 10 — 132 中的光線 1 、2 、3 、4 等，本應擠得更緊一些，因只有如此才能使光譜幾乎完全疊合。為了避免把光線畫得亂七八糟起見，才將光束中各線之距離畫大了些。在此情形之下，僅光束的最外緣會稍呈紅色及藍色。如於光線通過此一稜鏡組合體之後，再使之偏向一次，即可消除此種色邊。

綜上所述，可知稜鏡的偏向作用，經此組合之後仍能保留，惟色散現象則可消除。

【消防唧筒】（ Fire pump ）

消防唧筒是兩個壓力唧筒組合而成，如圖 10 — 133 。水從兩方的圓筒交互壓入空氣室內，將水連續由 G 口噴出，其作用更大。

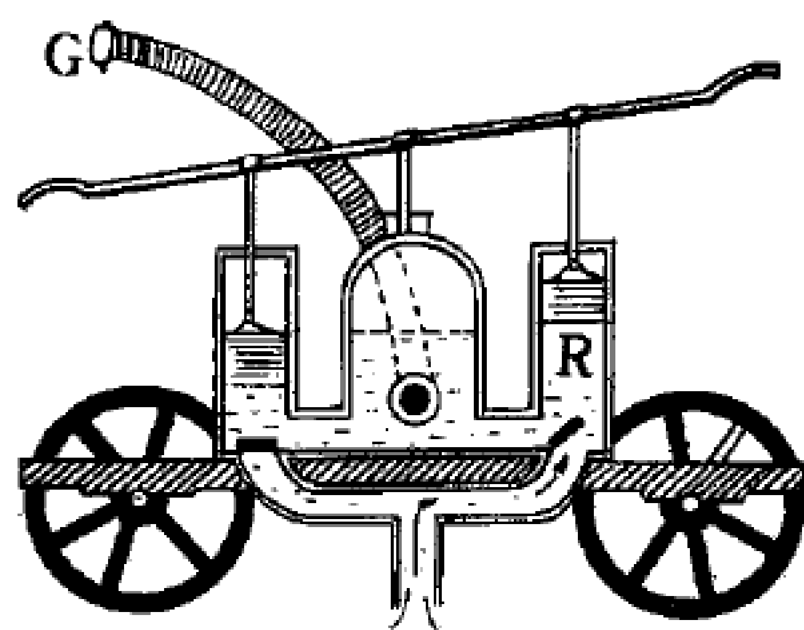


圖 10 — 133

【消耗效應】（ Dissipative effect ）

由功變為系統或熱庫之內能的轉變，是由於下列現象的作用：黏滯性、摩擦、非彈性、電阻和磁滯。這些現象被稱為消耗效應，並且那功是被消耗掉了。過程中有功消耗為內能的，就稱為表現“外界的力學不可逆性”（ *external mechanical irreversibility* ）。日常經驗告訴我們，運轉中的器械總會呈現消耗效應，尤其是摩擦。當然適當的潤滑可以使摩擦大為減少，不過無法使它完全消除。假如能夠的話，我們就可使可動的器械不停地工作，而不違反兩個熱力學定律的任何一個。這

種不停的運動叫做第三種永恆運動。

【消球差透鏡系】(Aplanatic lens system)

也稱齊明透鏡系，一系適合方程式

$$ny \sin u = n'y' \sin u' = \text{常數}$$

其中沒有“ ′ ”的字母代表物體空間，有“ ′ ”的字母代表像體空間，n, n' 分別為折射率，y 與 y' 為從光軸的點像到點物件的距離，u, u' 是光軸與光線的交角。

【消滅輻射】(Annihilation radiation)

一對電子消逝而生的輻射通稱消滅輻射，但它實際是變換輻射 (*transformation radiation*)，質量的能量改變成輻射的能量。在原子核的強 (核力) 場內變換性質的傾向是所有基本粒子的特性。

【消磁】(Demagnetization)

鐵芯受交流磁場相割所生之渦流，亦產生一反向磁場對付原有磁場，故有去磁作用，凡使原來具有磁性的物體失去磁性就叫去磁。利用敲擊、加熱或使磁體放在通電螺線管中，使它沿相反方向磁化等方法，都可以消除磁體的剩磁。因此通常使用的永磁體，也要盡量避免使它振動或敲打，以免失去磁性。

【浬】(Sea mile ; Nautical mile)

卽海里，為緯度之 $\frac{1}{60}$ 。

詳閱“ 海里 (*Sea mile ; Nautical mile*) ”條。

【浮力】(Buoyancy)

在液體內的物體，四面八方都受液體的壓力，但因較深處壓力較大，所以底部壓力大於頂部壓力，結果遂產生了向上的作用 (如圖 10 — 134 (*a*))。當一浮體的頂部界面接觸不到液體時，則只有作用在底部界面上的壓力才會產生浮力 (如圖 10 — 134 (*b*))，至於一個位於容器底面上的物體，那它就只會受到向下作用於物體頂部界面上的液體壓力

了（如圖 10 — 134 (*c*)）。在這種情形下，一個物體即使原是能在液體中上浮的，也會因此而絕不能自動上升。用手提起在水中的石頭，較在空

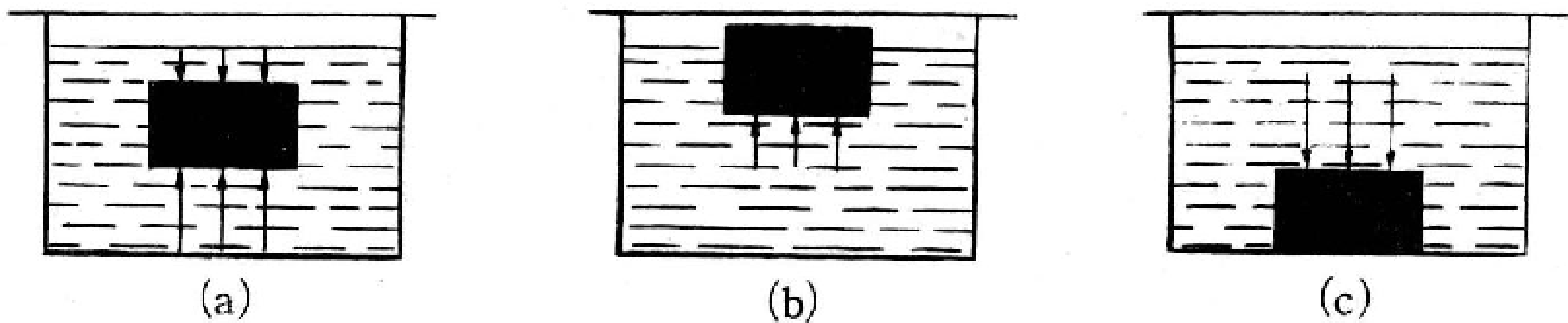


圖 10 — 134

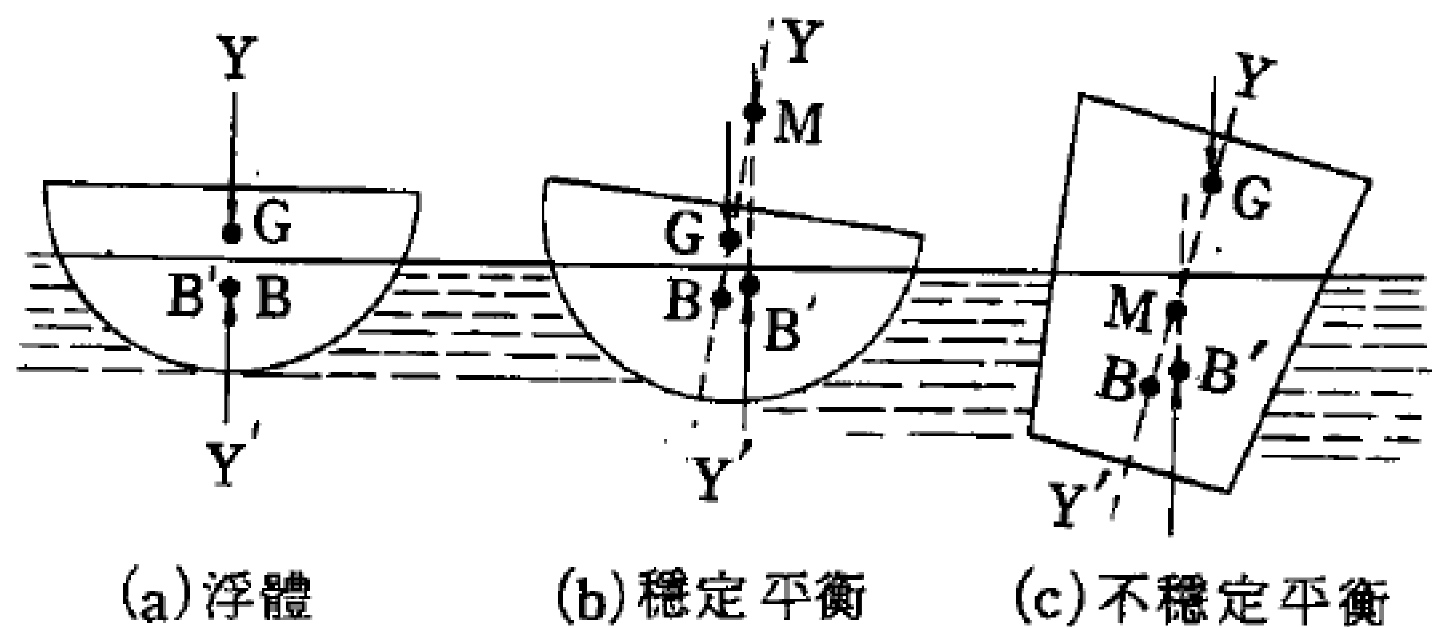
氣中容易。人在浴盆內，必覺身體易於浮起，這是因爲身體受浮力的緣故。浮力可應用於氣球、氣艇、潛水衣等的製作原理上。

根據阿基米德原理（*Archimedes' principle*），浮力的大小及作用點與被物體所排開的流體重量及重心相一致。浮力的作用點稱爲浮心。

【浮心】（Center of floating body）

物體所排開同形液體的重心稱爲浮心，浮心亦即浮力的作用點，如圖 10 — 135 中之 B' 點。

物體靜止時，其浮力與重力互相抵銷而平衡，如圖 10 — 135 (*a*)。假設物體略爲傾斜，其重心固定不變更，但浮心則移動到右邊，此時浮力作用線與 BG 直線相交於 M 點，如 M 點係在 G 點之上方，如圖 10 — 135 (*b*)，則浮力與重力所成之力偶，將阻止物體之傾斜，故當加於浮體之外力撤去之後，傾斜將會校正。但若 M 點係在 G 點之下方，如圖 10 — 135 (*c*)，則浮力與重力所成的力偶，將會加大浮體之傾斜，故物體終將傾覆。M 點即名



(a)浮體　(b)穩定平衡　(c)不穩定平衡
圖 10 — 135

爲定傾中心（*metacentre*）。

【浮體】（Floating body）

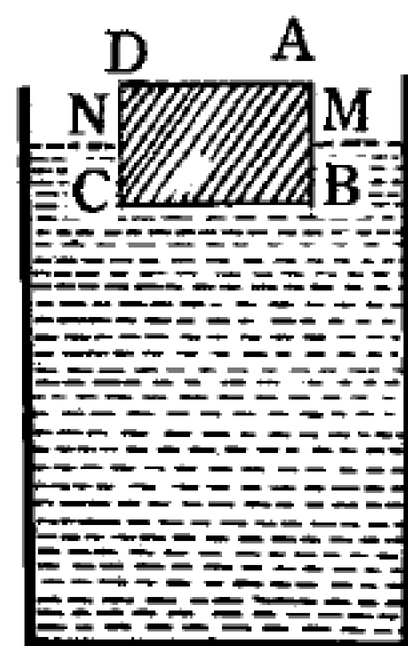


圖 10 — 136

由阿基米德原理（*Archimedes' principle*）便可推知物體的浮沈與其重量的關係：

1. 如物體重量比其所排同體積的液體重爲大，則在液體內時，重力大於浮力必沉至器底。

2. 如物體重量和同體積的液重相等，則浮力等於重力，可靜止在液內任何位置。

3. 如物體重量比同體積的液重爲小，則浮力大於重力，其上部必浮出液面，至其重量適和浮力相等爲止而成浮體。如圖 10 — 136，浮體的上部旣露出液面外，則所受浮力必完全等於底面 BC 上的上壓力。這上壓力的大小，等於被浮體所排開的 $MNCB$ 的液重，故一切浮體必排開與其重量相等的液體。

【浮體之穩度】（Stability of floating body）

浮體總是受到兩種力量之作用，就是重力和浮力（*buoyancy*）。浮體之重量可用一力 $\overrightarrow{G}$ 來代表，後者作用於浮體的重心 S 上，其方向乃係垂直向下。浮力 $\overrightarrow{A}$ 之大小乃與浸沒物體所排除的液體之重量相等，若將此項浮力當作著力於物體中的某一點 S_1 上，此點亦即係被排除掉的液體重心之所在。浮力 $\overrightarrow{A}$ 所取循者爲垂直向上之方向，並且在浮泊狀態中，總是與 $\overrightarrow{G}$ 相等的。在平衡狀態下，$\overrightarrow{G}$ 與 $\overrightarrow{A}$ 之方向必定重合在同一垂直線上（如圖

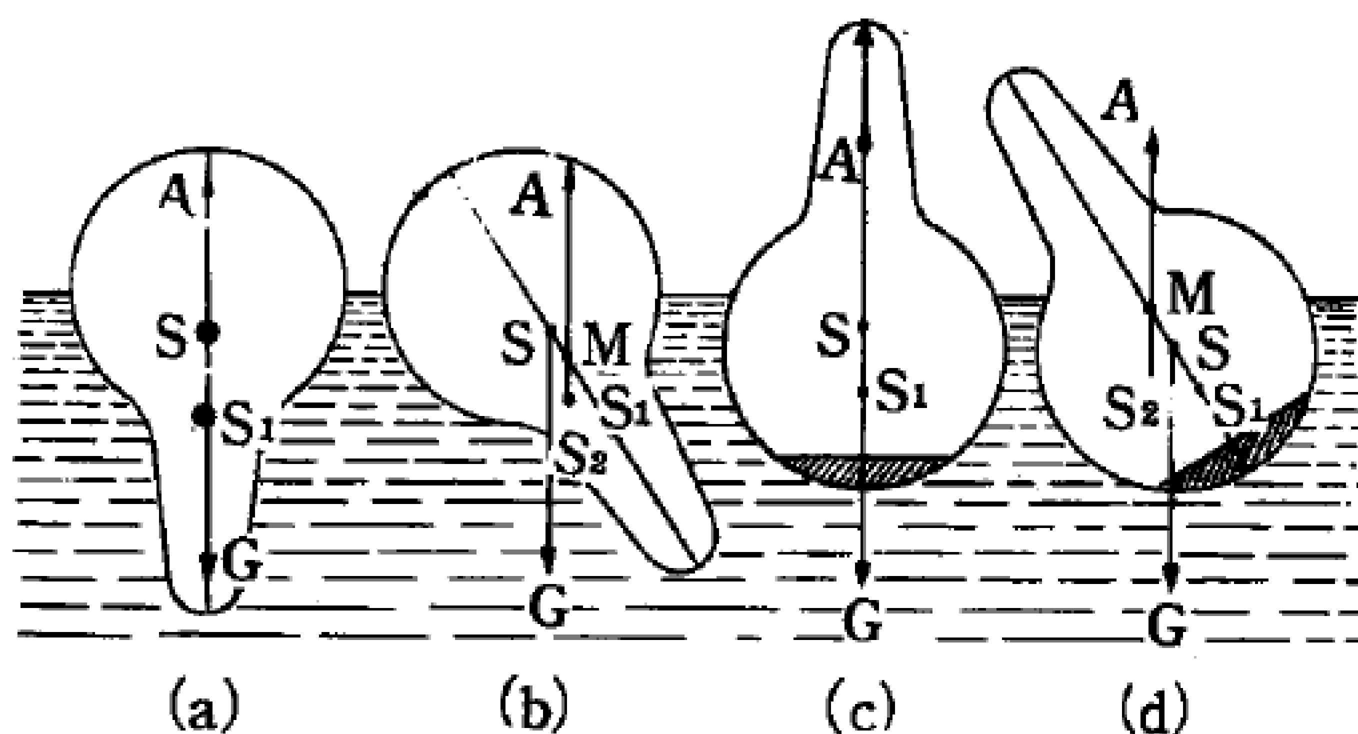


圖 10 — 137
一物體之定傾中心M高於其重心時，便會發生穩定浮泊現象

10 — 137 (a)、(c)），因此兩者之作用遂彼此抵銷。否則，$\overrightarrow{G}$與$\overrightarrow{A}$便非組成一力偶（ *couple* ），使物體旋轉不可（圖 10 — 137 (b)、(d)）。

倘在想像中將此物體稍許移出其平衡狀態，於是S和S_1就不會再位於同一垂直線上。當然，重心S總會保持其在整體中之位置，但是被排除掉的液體之重心S_1，亦即浮力之著力點卻非如此。這是因爲物體換了一個新位置時，其浸沒部分以及被排除掉的液體部分，便會取得一個與原先不同的形狀，所以後者之重心位置也就和原先有所不同。此一新重心設爲S_2（此新液體物之重量，當然仍和以往一樣，係與物體之重量相等）；於是，著力於S之$\overrightarrow{G}$力和著力於S_2之$\overrightarrow{A}$力二者遂組成一力偶。如圖中(d)所示，此力偶想把物體轉回到靜止的位置上去，也就是使它重新豎立起來；又如圖中(b)所示，此力偶則想將此物體繼續轉離其靜止位置，也就是要使它翻倒過去。所以在前一種情形下，浮體之平衡爲穩定；在後一種情形下則爲不穩的。

如要判斷一物體究屬處於這兩種情形中之那一種，可以按照下列方式來決定：經過S及S_1畫一直線，後者係與浮體之中線重合，並於物體轉離其靜止位置時，取得斜立之姿勢。浮力作用於S_2點上，其垂直向上之著力線乃與上述直線相交於M點，M點稱爲定傾中心（ *metacentre* ）。在穩定平衡時，M係位於比物體重心S較高之處，如圖中(d)；在不穩平衡時，則係位於比物體重心S較低之處，如圖中(b)。船舶僅在其定傾中心高過其重心時，始能穩定地浮航於水面，否則便有傾覆之虞。

爲使船舶浮航時儘可能增強其穩定，必須將其重心儘可能置於深處而後可。如圖中(c)、(d)所示之浮體中，即以底部灌鉛來達成此一目的。船機、鍋爐、旅客行李等之所以放置於下層船艙之中，輕型帆船之所以配有沉重的鉛質龍骨，原因均在於此。現在一般新式客船，其定傾中心都只比船的重心高出若干厘米，使能產生溫和緩慢的豎起運動。否則，

當M與S之間的距離失之過大時，船舶便會以短促而急動的方式，回復原來位置，這是因爲在同一傾覆角度之下，使船舶豎立的力偶，其力臂以及其轉矩之大小，乃隨MS之距離而增加。故當船舶未能裝滿貨物時，必須在下層船艙中放進壓艙水，才能使它們有一不太高的重心位置，而免於發生危險。

【浮體定律】(Law of floating body)

浮體排出液體的重量等於其本身的重量，此即浮體定律。所有的浮體，當漂浮時便失去了全部重量，如果以一個彈簧秤來稱的話，將不會有讀數，因爲它完全被液體支持著。

由於大型遠洋輪船有很大的體積，可排出大量的水，船身裏有廣大的空間，使它的平均密度（空氣＋鋼），甚至小於木材的正常密度，因而浮力大於船重，使它能浮在水面上，我們應當把引擎、機械、貨物等，盡量裝在水線以下，來增加它的穩定性。

【海王星】(Neptune)

由望遠鏡之助而發現之第一顆行星爲天王星（*Uranus*），於1781年偶然爲赫協爾（*William Herschel*）所發現。1844年有一位年輕的法國天文學家李物利爾（*J.J. Leverrier*），在比較他所計算出的天王星的運動，和自從它發現以來63年中觀察所得的位置時，發覺一定有些不對的地方。這些觀察和計算結果間的差異，高達20角秒（是在10哩外一個人所張的角度），這一差異超出了觀察或理論的可能誤差以外。李物利爾懷疑這項不符合，是由於在天王星的軌道外，有一個未知的行星在運行著，因而引起了攝動之故，而坐下來計算這個假設的行星必須有多大，和應該怎樣的運行，才會使天王星的運行發生了觀察所得的偏差。1846年秋，李物利爾寫信給在柏林天文臺的蓋爾（*J.G. Galle*）：「將你的望遠鏡對向黃道上寶瓶星座，在黃經326°左右約一度以內，會看到有一顆新行星，像一顆九等星，有一個容易看到的視

面」。

蓋爾照著指示去觀察，在 1846 年九月二十三日的夜裏，便發現了叫做海王星的新行星。英國人亞當斯（*J.C. Adams*）早於1845 年九月便算出這結果，公平地分享了李物利爾在數學上發現海王星的榮譽，但在劍橋大學天文臺的蔡理斯（*T. Challis*）於接獲亞當斯的計算結果後，因找尋得太慢而沒有找到它。

海王星平均光度 7 等半，所以肉眼不能看見，直徑爲 53,000 公里，約爲地球的 4 倍，質量及表面積都是地球的 17 倍，體積是 72倍，以 60,187.6日繞太陽一週。和太陽的平均距離爲 30.11 天文單位，軌道離心率不及 1 %，所以和圓形相類似。自轉週期爲 5 日 21 時 3 分 27 秒。

海王星有一個衞星，它的軌道面和海王星軌道成 138° 的交角，所以也是一個逆行的衞星。

【海市蜃樓】（Mirage）

在海濱有時見遠處的景物懸於空中，而成海市蜃樓。因爲水的比熱很大，故白天鄰近海面的空氣溫度較低，密度較大，高處的空氣密度較小。故自遠方射來的光線因折射及全反射作用而沿下彎之曲線進行，如圖 10－138 所示，使人生一幻視虛像於空中。

沙漠地帶因沙的比熱小，白天地面上空氣較上層爲熱，密度較稀，故由遠方高處發生的

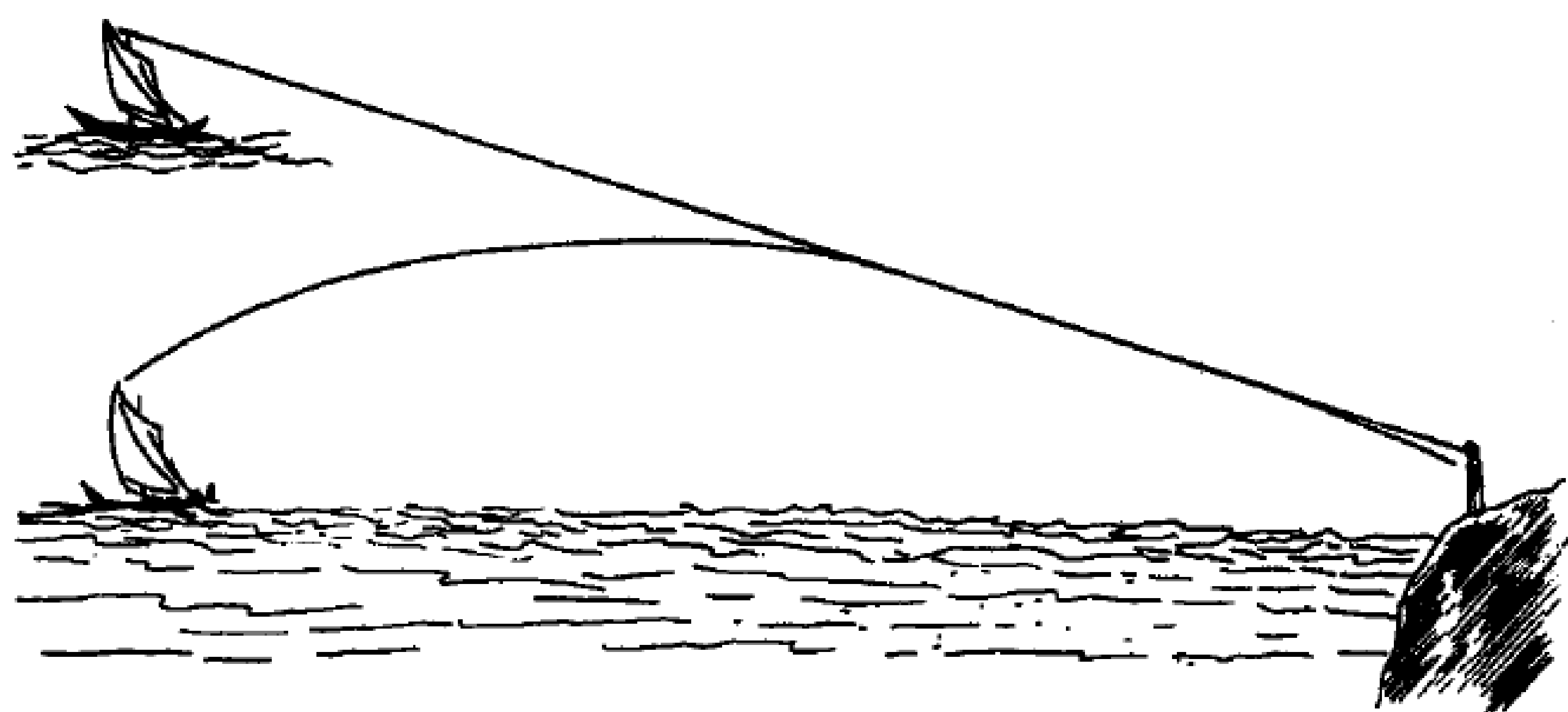
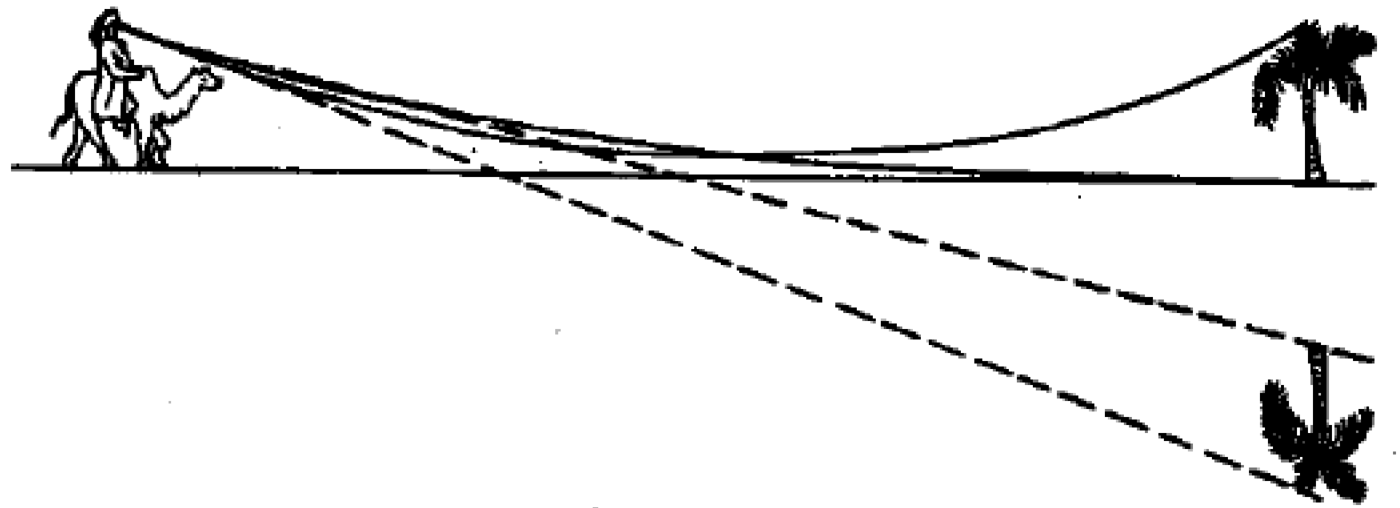


圖 10 — 138 海市蜃樓

偏下的光線，乃經全反射而向上彎曲，如圖10 — 139，故在吾人眼中成一倒立的虛像。

日出、日沒時的太陽雖然在水平線以下，但吾人猶能看到，是由於陽光自光疏到光密介質，其進行路線彎曲，如圖10 — 140，其像比實物爲高，故能看到水平線下的太陽。此外天空中星光的閃動，及隔火看物體的搖動，都是因爲光經空氣折射時，空氣時時流動，使折射光的方向時時發生變化，故呈閃動不定的現象。


圖 10 — 139 沙漠中的海市蜃樓

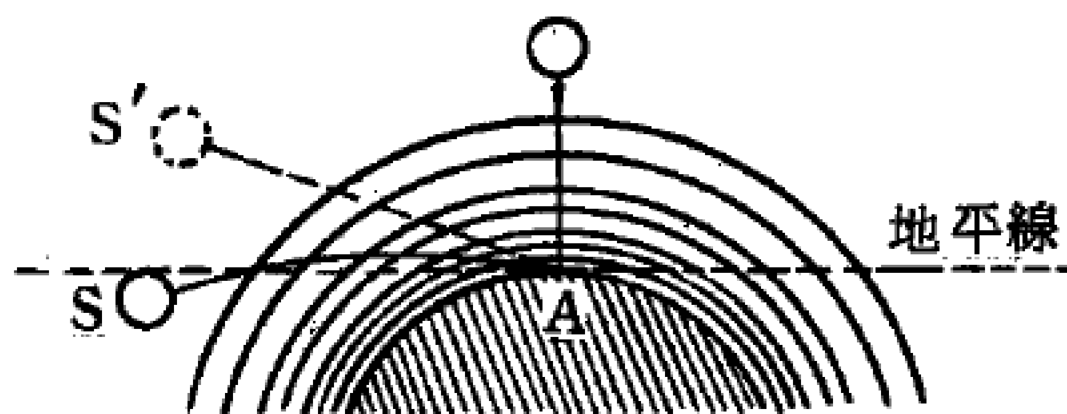


圖 10 — 140 光在大氣中的折射

【海里】(Sea mile ; Nautical mile)

測算海面距離單位之名，略記爲浬。凡言海里，皆與地球之實形有密切之關係。由測算方法之不同，往往不能無差。最近求得之數，係以子午線全周 360° 即21,600分，除其全周 131,259,553 呎，得數6,076.83呎，是爲每一平均海里。今世通用英國所定之海里，依北緯48 度推算，每海里合 6,080 呎，等於 1,853.2 公尺，法一海里合1,852 公尺。美一海里原爲 1,854.98 公尺。於 1954 年七月改爲1,852 公尺，等於一國際航海里。

【海底光】(Light of sea bottom)

在歐洲、非洲間的地中海，它在黑夜時候會發光，那種光叫海底光。海底光出現的時候，海面局部忽然通紅，光度加強時還透出水面，好像日落紅霞，掩映於微蕩波漾之間，蔚爲奇觀。海底光的出現，並非像紅海那樣是有發光的生物，而是由於地中海的底部，是歐、亞火山帶的

一部。當海底火山爆發時，一團團的岩漿，在水中滾來滾去，火光一直透到海面，發出紅亮如火的光芒來。

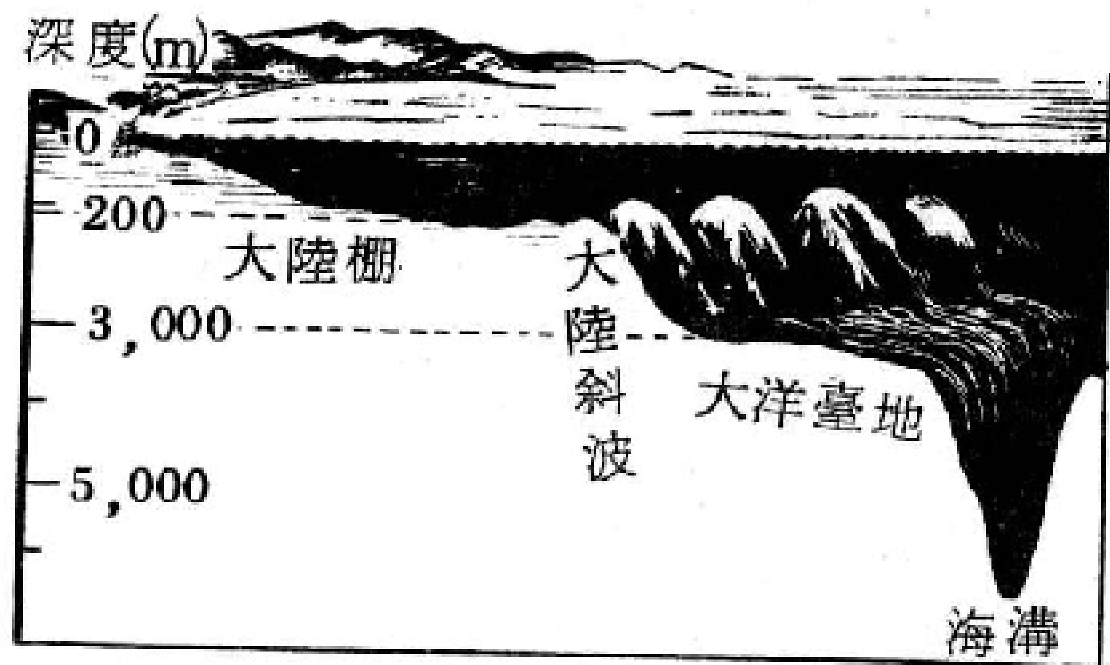


圖 10 — 141 海底的地形

【海底地形】(Submarine topography)

海底也像陸地一樣有山有谷，起伏不平，但少有似陸地的劇烈凹凸不平的現象，如圖10—141，玆分述海底地形如下：

1. 大陸棚(*continental shelf*)——也叫做陸棚，深度是0～200 *m*的海底，傾斜平緩(1° 以下)。大陸棚有許多從各河川流進來的營養物，日光的影響也強，所以生物很容易繁殖，有海洋牧場的稱呼。

2. 大陸斜坡(*continental slope*)——也叫做大陸棚的斜面，是緊接於大陸棚的斜度增加的部分(3～4°)，深是200～3,000*m*左右。

3. 大洋臺地(*oceanic plateau*)——深度約 3,000～5,000 *m*，是較平坦的。但造山帶的附近，卻有海溝橫在一側，而海底火山到處潛伏著。大洋臺地佔海的大部分(約80％)。

4. 海溝(*trench*)—— 海溝是海底的細長凹地，它自大洋臺地更深深地凹落下去，其最深部分又叫做海淵。海溝是沿著造山帶的山脈，多數分佈在它的外側。

【海底電線】(Submarine cable)

敷設於海底之電報線也。由海底電線收發之電報，謂之海底電報。

西元1854 年，英人布勒特首於英吉利海峽敷設電線，是爲海底電報之始。海底電線之構造，有深海線、淺海線之別，大抵以銅線七爲心

線，包以絕緣防濕之物，外更繞以鉛索，上塗防腐劑，使沉於海底。

【海波瑞盎】(**Hyperion**)

土星之衞星。

詳閱“土星(*Saturn*)”條。

【海洋】(**Ocean**)

海洋面積有3.61 億平方公里，約佔地球表面的70.8％，海和陸的面積比例為2.41：1。海洋適於生物生存的空間，比陸地和淡水所有的生活空間要大300倍，而且環境往往比陸上許多地區更有利於生物的繁殖。陸上最熱的地方可測到58°C，在南極則測到了－81.2°C之最冷記錄，但是在海裏不太冷也不太熱，赤道上的海水也很少超過30°C。兩極儘管終年冰封，冰下的水溫仍然接近0°C，因為冰比水輕，浮在海面掩蓋了海水，使海水的熱不致繼續大量散失，所以兩極雖冷，卻沒有一直凍結到底，冰下仍然是一個生命喧鬧的世界。

海洋中的冷熱為甚麼相差不很懸殊呢？這是因為冷熱海水會對流，同時海水吸收和容納熱量的能力都要比陸地強得多，裸露的地面會把太陽射來的熱反射掉10～20％，而海洋只反射掉3％；一立方米海水所能容納的熱量比一立方米花崗石所能容納的要大5倍，比空氣則大3,000多倍！因此氣溫易變。而要使海水水溫升降一度也不容易，表層的海水冷暖還受著氣溫變化的影響，到了一、二千米深處，溫度便相當穩定，而世界各處的深海海底的水，一般總是維持在0°C左右。

海水除了因風之吹動而總是向著一定方向流動外，並因各處海水冷熱輕重不同而發生流動，如此形成巨大的海流，有暖的亦有冷的，調節著氣候，影響著航行和漁業，在寒暖交會的地方，魚類最易繁殖。

陽光射進海水後，按照紅、橙、黃、綠、藍、靛、紫的順序，各色光線先後被海水吸收了。在10米左右的深處已被吸收了大部分，到

1,000 米深處只有微弱的藍光，而在 1,700 米以下就沒有任何光線存在了。

愈是深入海下，壓力也愈大，每深 10 米壓力就要增加一個大氣壓，在 100多米深處，人們只能在堅固的潛水衣保護下才能活動，而在 10,000 米的深處需要用最堅韌的鉻鉬鋼製成比巡洋艦鐵甲還厚的鋼殼，才能抵抗住那裏沉重的壓力。

海洋裏面含有豐富的礦藏，除了食鹽以外，還有氫、氧、氯、鈉、硫、鎂、碘、鉀、溴、碳、鍶、硼、氟、矽、氦等十多種元素，海底石油的蘊藏量雖未能精確測出，但絕不會比陸地上少，至於海底生物更是人類食物的一大來源。

【海洋性氣候】(Marine climate)

一地之氣候受海洋之影響者為海洋性氣候。島嶼或沿海一帶因有海風之調劑，其氣溫變化較小，無嚴寒酷暑，所以氣候比較平穩。這是水的比熱大，海水易暖而不易變冷所致，同時暖流或寒流對氣候的影響也很大。

【海面更正】(Correction of the sea level)

氣壓是越高的地點越低，所以在高低不同的各地觀測氣壓，要相比較時，便需要改正為海面（海拔 *om* ）的值。如圖 10—142 。

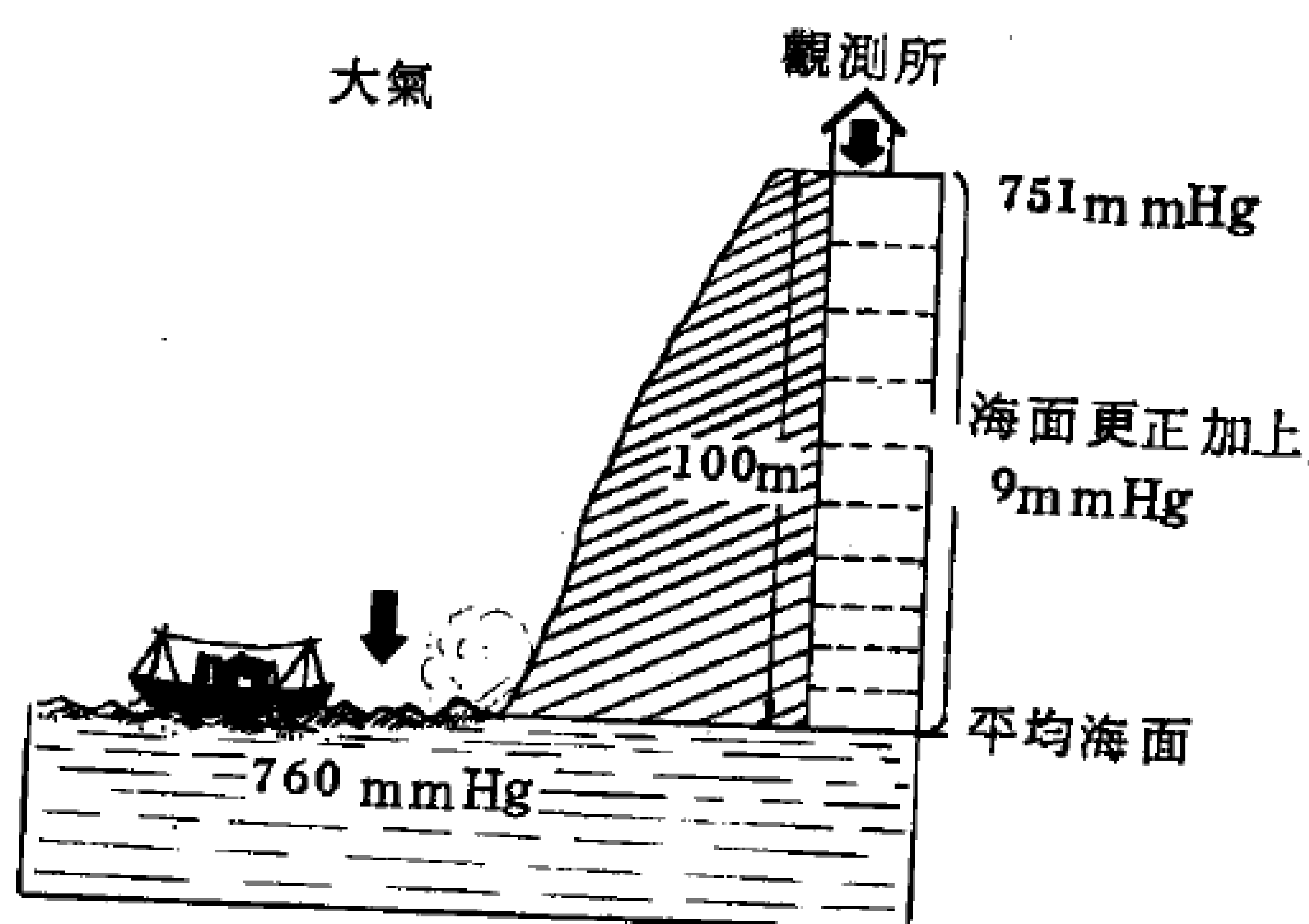


圖 10 — 142　海面更正

氣象圖等所使用的各地氣壓，是海面更正後的值。進行海面更正時，利用氣象常用表就便利了。

【海峽】(Strait ; Channel)

海水兩面爲陸地所約束成狹長形，而其兩端與海洋相通者，稱海峽。如臺灣海峽、白令海峽、直布羅陀海峽等皆是。

【海陸風】(Sea and land breeze)

晴天時在沿海一帶所吹的一日週期性的風。陸地和海洋雖受同樣的陽光照射，但因陸地的比熱比海水小，所以陸地的溫度比海上高。因此，陸上的空氣便膨脹而上升，並由上空向海洋流動，結果海上的氣壓比陸上高，由海洋向陸地吹的風叫做海風。

到了夜間，陸地卻比海洋冷得快而溫度降低，陸上就比海上的氣壓高，由陸地向海吹的風叫做陸風。

【海森堡】(Werner Karl Heisenberg 1901-)

德國著名的物理學家。1901年十二月五日生於杜易斯堡（*Duisburg*），1923年在慕尼黑大學左末菲（*Sommerfeld*）教授指導下得博士學位，同年赴哥丁根大學跟隨波恩（*Born*）研究，並於1924年任講師，不久赴丹麥首都哥本哈根隨波爾（*Bohr*）研究三年。1927至1941年任來比錫大學教授。1942至1945年爲柏林的浦朗克物理學院理論物理教授。1946至1958年任哥丁根浦朗克物理學院院長。1958年赴任慕尼黑浦朗克物理學院院長。海森堡爲量子力學的創始人之一，發現測不準原理（*uncertainty principle*），首先創造基本粒子中的同位旋（*isotopic spin*）觀念。在量子力學的發展上，有極重大的貢獻。1932年獲諾貝爾物理學獎。

【海森堡測不準原理】(Heisenberg uncertainty principle)

即測不準原理。

參閱“測不準原理（*Uncertainty principle*）”條。

【海森堡運動方程式】(Heisenberg equation of motion)

在量子力學（*Quantum mechanics*）的海森堡表象（*Heisenberg*

picture)中，代表量子態的波函數守恆，而可觀測的量用算符$X(t)$代表，t =時間。此時X應滿足下列運動方程式：

$$\frac{d}{dt}X=\frac{\partial}{\partial t}X-\frac{i}{\hbar}[X, H]$$

$$[a, b]=ab-ba$$

H是漢彌頓算符 (*Hamiltonian operator*)。

【海森堡模型】(**Heisenberg model**)

考慮一晶格有N個固定原子，各帶$\frac{1}{2}$的自旋，第i個原子在量子力學的自旋算符是庖立自旋矩陣 (*Pauli spin matrices*) σ_i。假設只有最鄰近的原子，才有自旋與自旋的交互作用，於是漢彌頓算符 (*Hamiltonian operator*)就可以寫成

$$H_{Heisenberg}=-\lambda\sum_{\langle ij\rangle}\vec{\sigma}_i\cdot\vec{\sigma}_j-\mu\sum_{i=1}^{N}\vec{\sigma}_i\cdot\vec{\beta}$$

式中$\langle ij\rangle$表最鄰近的原子對，β為均勻的外磁場，λ和μ為正的常數，這就是用以解釋鐵磁性的海森堡模型。

【海電橋】(**Hay bridge**)

如圖 10 — 143 所示，海電橋為惠司同型電橋 (*Wheatstone type bridge*) 的特例，只是Z_2及Z_3為純電阻，而Z_1為R-C的串聯，Z_4為R-L的串聯，而用以測量未知之R_X及L_X，故依照平衡關係，知

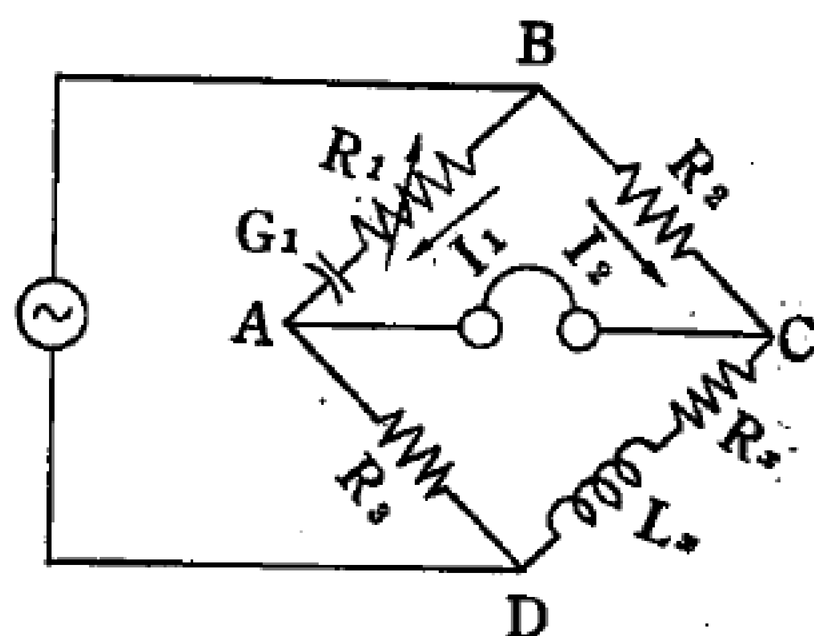


圖 10 — 143　海電橋

$$\left(R_1+\frac{1}{i\omega C_1}\right)\left(R_X+i\omega L_X\right)=R_2R_3$$

即　$$R_1R_X+\frac{L_X}{C_1}+i\left(\omega L_XR_1-\frac{R_X}{\omega C_1}\right)=R_2R_3+0i$$

分離實數及虛數部分，則

$$R_1R_X+\frac{L_X}{C_1}=R_2R_3 \qquad \omega L_XR_1=\frac{R_X}{\omega C_1}$$

聯立解之，則所求的電阻及感應器分別是

$$R_X=\frac{\omega^2C_1^2R_1R_2R_3}{1+\omega^2C_1^2R_1^2} \qquad L_X=\frac{R_2R_3C_1}{1+\omega^2C_1^2R_1^2}$$

【海嘯】(Tunami ; Bore)

隨地震時常在海上發生的地震海波叫做海嘯。有時在震央附近，有時在很遠地方。1775 年葡萄牙首都里斯本 (*Lisbon*)地震時，隨從三個震動中之第二個來到高達 50 呎，在英格蘭及愛爾蘭高約 9 呎，並橫跨大西洋遠到西印度群島。海嘯並非海水的直接振動，另有原因存在。關於其原因雖尚無定論，但可想定爲海底之垂直斷落而引起其最初波動，乃向前後傳播 (如圖 10 — 144)。

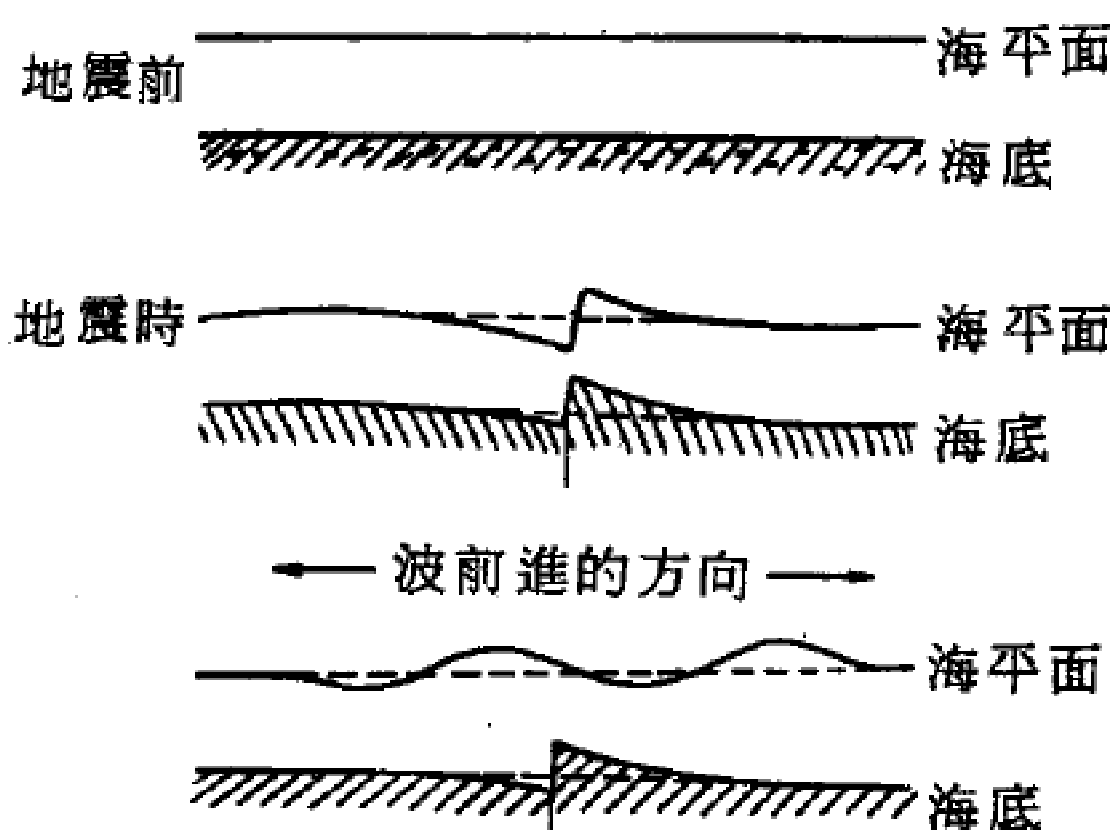


圖 10 — 144
因海底陷落而生海嘯

如不在震央附近發生則不能用斷層解釋。在 1922 年智利地震震央在陸上，而海嘯沿海岸向北進行。此種情形可用陸地滑動來解釋，如圖 10 — 145。

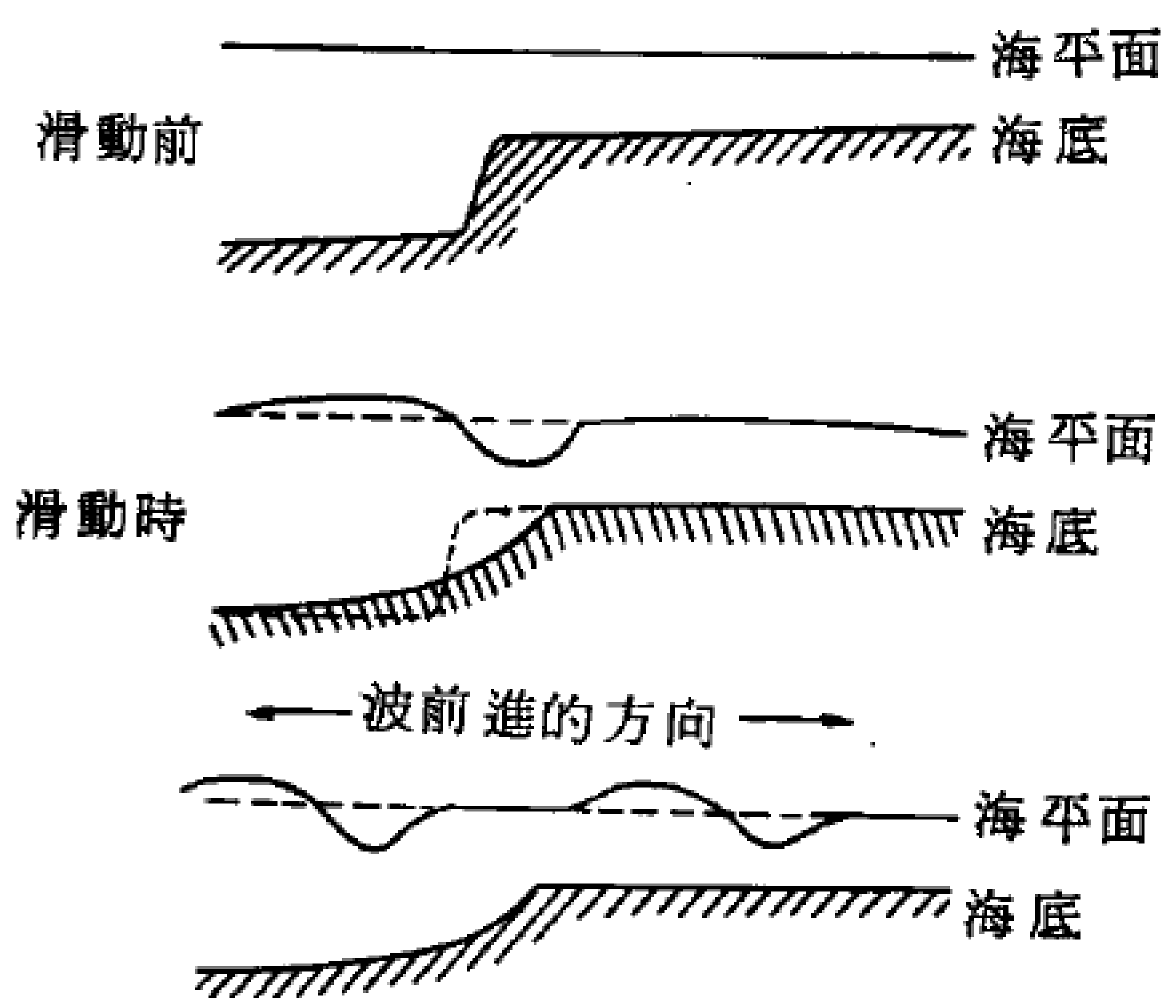


圖 10 — 145　因海下陸地滑動而生海嘯

如上所述海嘯發生由於海底地層之變動而來，故海嘯發

生地區之地層必均有其特性。以往經常發生海嘯地區，今後亦必時常發生。在太平洋區影響到臺省海面最顯著的爲阿留申群島。

【海潮之漲落】(Fluctuation of tide)

海潮之漲落也叫做海潮之高低，是指海水有規律的在海面上下（漲落）運動而言。海潮的漲落，是由月球或太陽的引力所引起的。如果我們拿起鏈球，在身體周圍揮動時，無法以身體的中心線爲旋轉軸，好像自己也要被別一種中心拉過去一般。

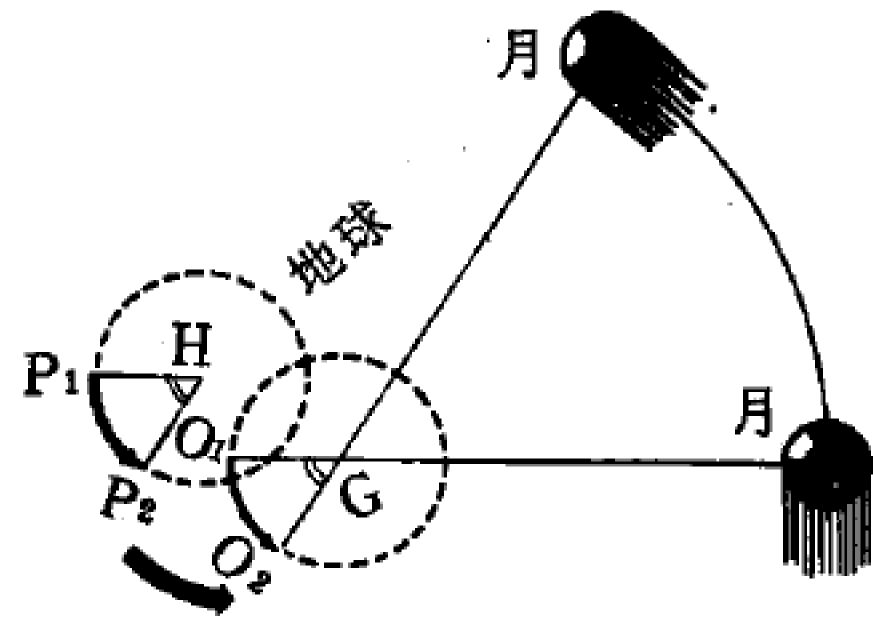
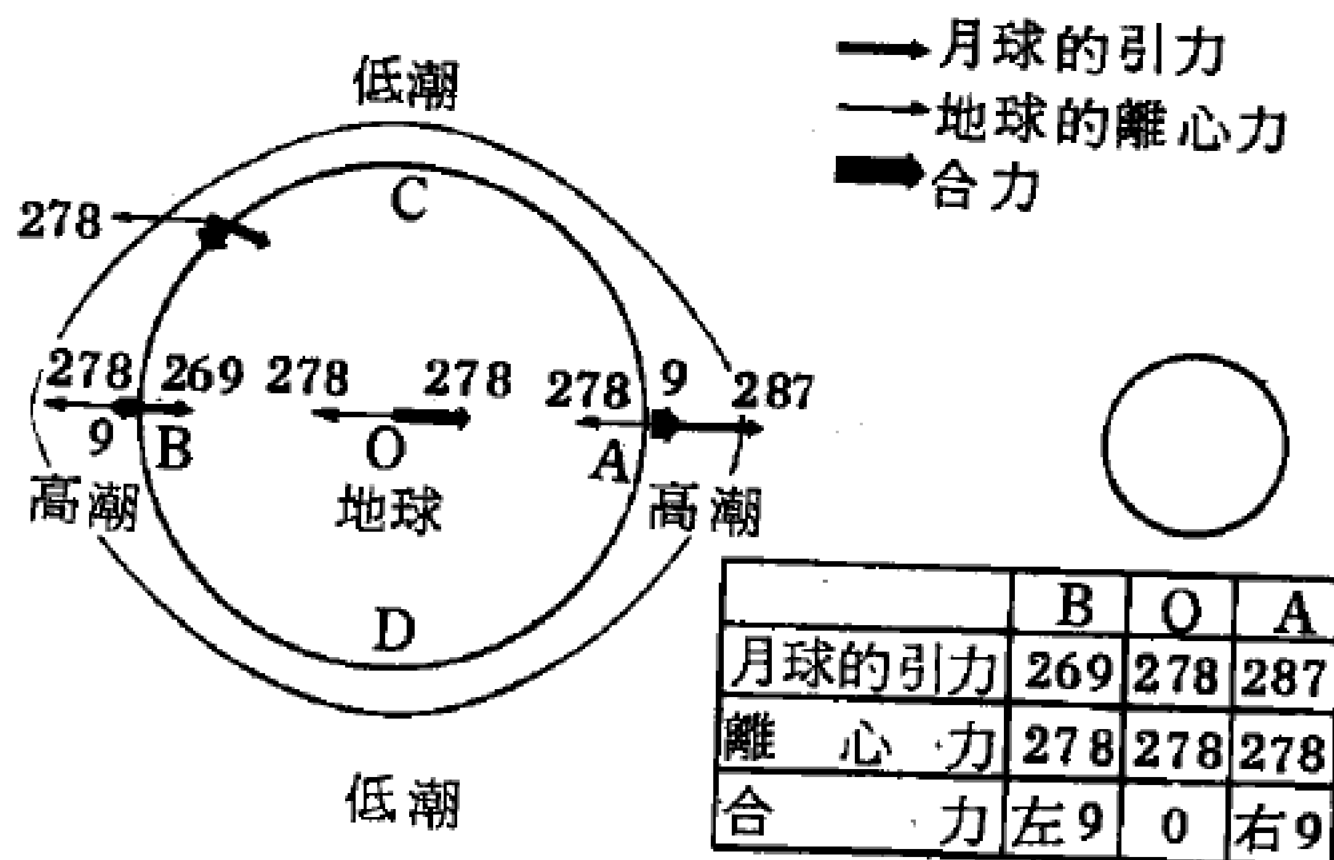


圖 10 — 146 離心力的產生。G 地球與月球的共同重心，$O_1 \rightarrow O_2$ 地球的中心運動，$P_1 \rightarrow P_2$ 地球上某一地點的運動。

和這種道理一樣（如圖 10 — 146），月球在地球的周圍公轉時，地球的中心 *O* 點，會繞著月球和地球的共同重心（或質量中心）作圓周運動。這時地球的任何部分，各自在各個的位置，對 *O* 點作圓周運動，其大小和地心的圓周運動相同。因此，地球的任何部分都有和地球的中心一樣大的離心力（*centrifugal force*）發生作用，這個離心力便關係著海潮的漲落。

地球的中心 *O*，如圖 10 — 147。它和月球的引力及離心力是維持均衡的。在 *A* 點上，引力是越接近月球越大，所以 *A* 點的引力大於離心力，促使海水漲高形成漲潮。在 *B* 點上月球的引力比離心力稍弱，海水被擠向相反方向，因此也形成漲潮。和月球成爲直角的位置



	B	O	A
月球的引力	269	278	287
離　心　力	278	278	278
合　　　力	左9	0	右9

圖 10 — 147 高潮和低潮

所在的C點或D點，引力和離心力的合力向下方，因此形成低潮。

月球能夠引起海潮的漲落，太陽同樣亦能引起海潮的漲落。影響海水而引起海潮漲落的力量，叫做起潮力（ *tide generating force* ）。起潮力和天體的質量成正比，但和地球至該天體之距離的3次方成反比。比較太陽和月球的起潮力，可知月球的起潮力是太陽的2.2倍。

海水面漲到最高時叫做高潮；海水面落到最低時叫做低潮。高潮和低潮普通是一天發生兩次，是由於地球的自轉所致。如圖10—147 C地點是低潮，約6小時後移至B地點而成爲高潮；約12 小時後移到D地點，再度成爲低潮。不過在這段時間裏月球多少也有移動，所以實際上的低潮至低潮之間的時間也會稍微延長，因此有時候一天中並不起兩次的高潮和低潮。

形成高潮的時刻受海水慣性的影響，會比月球在天空中央的時刻慢3～4小時。海灣內或內海有些地方會慢6小時。

隨海潮的漲落而引起的海水流動叫潮流（ *tidal current* ）。在海灣入口或海峽上，水流速度會加快。

海潮的漲落之差，最大時就叫做大潮（ *spring tide* ）。漲潮或落潮時的水位，是以一日週期而變化，新月和滿月的前後（1～2日後）會起大潮，如圖10—148 ，這是地球、月球和太陽約排在同一直線上的關係。

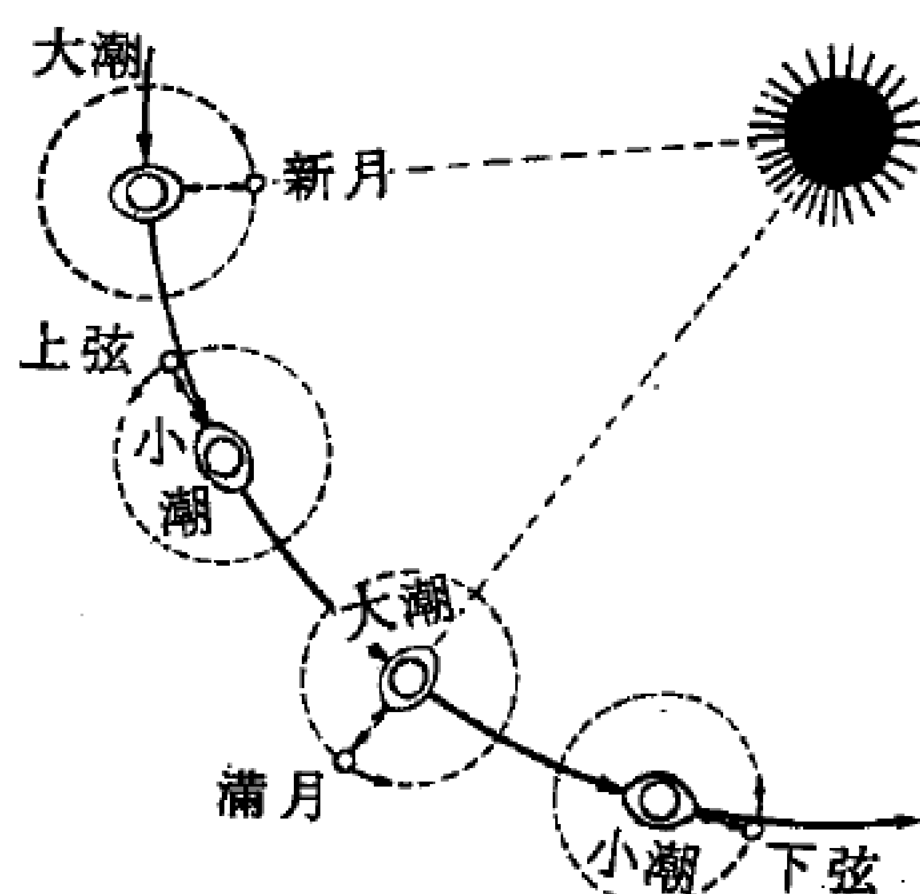


圖 10 — 148
大潮和小潮的產生

漲潮和落潮的差最小的時候稱爲小潮（ *neap tide* ）。會在上弦月和下弦月時發生，如圖10—148 。月球和太陽處在直角的位置，所以二者的起潮力，便會互相抵銷而變弱，所以才有小潮發生。大潮到小潮的時間約一星期。

【海霧】(Sea fog)

暖而潮濕的空氣，吹向寒流(*cold current*) 的海面上時，就在那兒受寒冷而形成。

【海鹽】(Sea salt)

海水的味道不只是鹹而且帶有多少苦味，鹹的是食鹽(氯化鈉)，苦的是鎂鹽(氯化鎂和硫酸鎂)，這些物質通稱爲鹽類。海水中含鹽多少就叫做鹽分。

海水中所含鹽分，一般而言每1公斤(即1,000 公分)含有35公分，因此可用千分率(‰)來表示，地球上海水含鹽通常是由30‰～40‰，平均在35‰。海水中除了含有食鹽外還含有其他礦物，但不管海水之鹹、淡、濃、薄，其所含的鹽類之百分比，幾乎是固定不變的，現在將海水加以分析，其含鹽類比率爲：食鹽(氯化鈉) 78.32%、氯化鎂 9.44%、硫酸鎂 6.40%、硫酸鈣 3.94%、氯化鉀 1.69%、其他 0.21%。

地球上海水裏的鹽類，其總數約有一億六千萬噸。假使將地球上海洋之海水蒸發掉，可以得到厚達 50 公尺的鹽層， 這些類分的容量等於歐洲全部陸地容積的 14 倍。 也可以用這些鹽類做成和非洲同樣大的大陸。

海水雖然都含有鹽類，但是並不是所有的海水都一樣的鹹，鹽的含量由水面到海底，或者由南極到北極，多少有些不同。例如大西洋裏靠近赤道南北部分，較之其他海洋的海水多少鹹一點。

在較小的海中間，鹽分的差別比較大，紅海位於阿拉伯和非洲沙漠之間，在各海洋中它的海水較爲鹹些，歐洲的波羅的海比較起來最淡，若以它的海水鹹度與紅海作比較，則紅海的海水比波羅的海的海水鹹 6 倍。

【特士拉】(Tesla)

我們訂定磁場的單位爲$N/C\,ms^{-1}$或$kg\,s^{-1}C^{-1}$，這一單位稱爲特士拉，簡寫爲T，以紀念在南斯拉夫誕生的美國工程學家特士拉（*Nicholas Tesla*）。即

$$T = kg\ \ s^{-1}C^{-1}$$

1特士拉相當於磁場以1牛頓的力作用於1庫倫的電荷上，此電荷正以每秒1米的速度在一垂直於磁場的方向上運動。

【特士拉變壓器】（Tesla transformer）

在特士拉變壓器中，其二振動電路係作感應耦合。原電路中包含一個容電器，一個電花隙與一個匝數較少的線圈。副電路中則僅有一匝數甚多的副線圈（如圖10—149）。後者之自感甚大，並具有一定的電容，故形成一種振動斷路，容電器可以一感應圈使之充電。放電則發生於電花隙處。這種電花放電，可引起一種阻滯振動（*damped vibration*）。當原線圈與副線圈的頻率調諧時，其感應所生的電壓特高，可在線圈的上端引起刷形放電（*brush discharge*）。

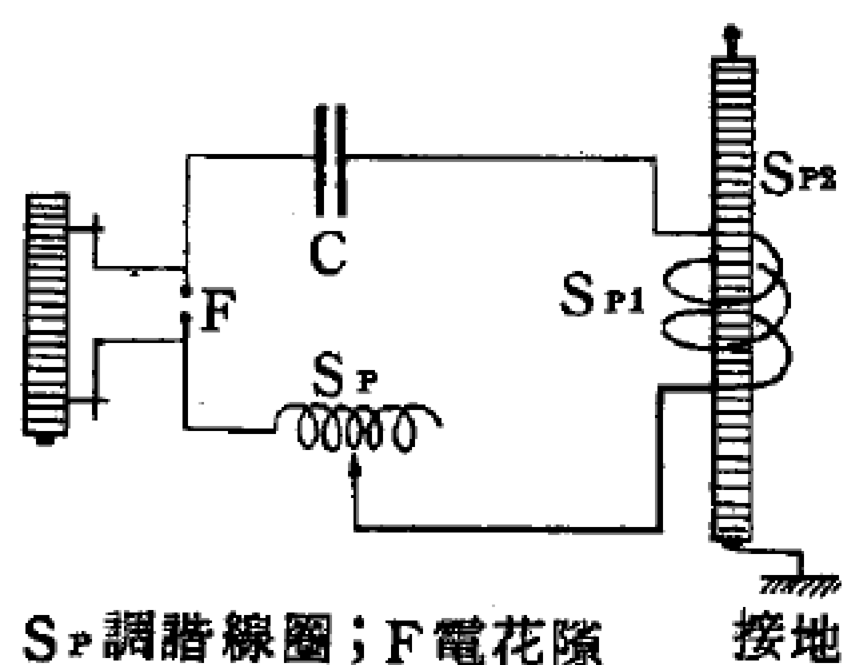


圖10—149　特士拉變壓器

【特才斯】（Tethys）

土星之衛星。

詳閱“土星（*Saturn*）”條。

【特日斯塔】（Telstar）

是個試驗性質的複誦式衛星，其軌道爲中等高度，1962年七月十日發射第一號，也是第一個用來溝通歐美兩洲之電視廣播的衛星，二號於1963年五月七日發射。

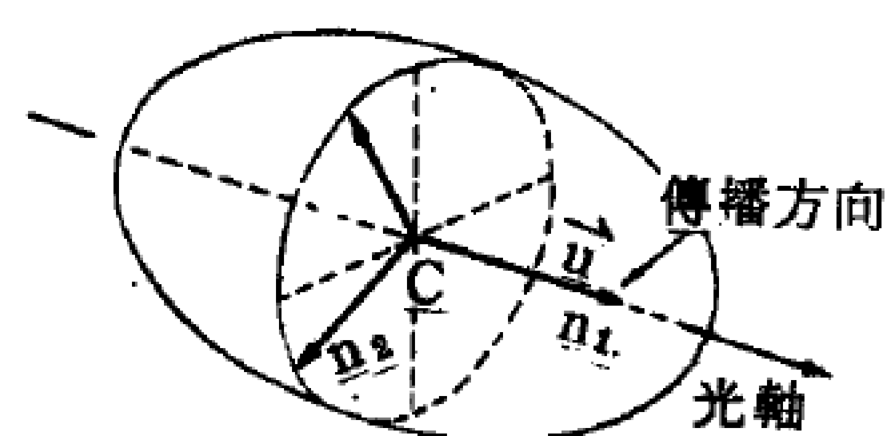
【特別波】（Extraordinary wave）

特別波是線偏振在CE及$\overrightarrow{u}$（此爲同一回事）或在傳播方向及光軸

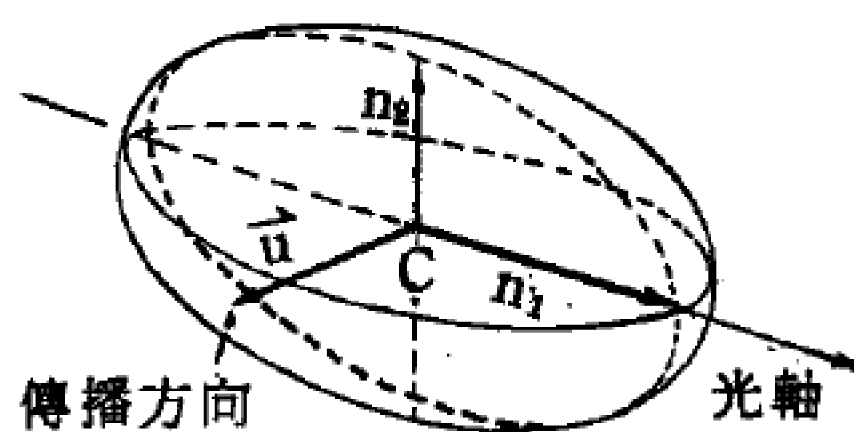
所決定之平面上，但其速度 v_e 視傳播方向而定，從 v_2 變化到 v_1，相當於一介於 n_2 及 n_1 之折射率。

當波沿光軸傳播時，交截之橢圓為一半徑 n_2 之圓（圖 10 — 150(*a*)），且二波均以相同之速度 v_2 傳播， 此可視為光軸之另一定義：光軸乃為一方向，在此方向只有一傳播速度，不受波偏振的影響。

當波垂直於光軸傳播時，交截之橢圓有半軸 n_1 及 n_2，且特別波之速度為 v_1（圖 10 — 150(*b*)）。



(a) 平行於光軸之傳播方向



(b) 垂直於光軸之傳播方向

圖 10 — 150
一單軸晶體中之普通及非常射線的偏振方向。

【特性曲線】（ Characteristic curves ）

使加於眞空管屏極的電壓不變，變化柵極電壓，則屏極電流隨之改變，這種關係叫對應於柵極電壓的屏極電流特性。反之，如使柵極電壓不變，改變屏極電壓，屏極電流也會隨之改變，這種特性叫對應於屏極電壓的屏極電流特性。由於這些特性是隨眞空管的種類而異，因此可以當做眞空管的特性。將此種特性繪成曲線，就是特性曲線（如圖 10 — 151 ），特性曲線對於要瞭解眞空管的功用是一種很方便的資料。

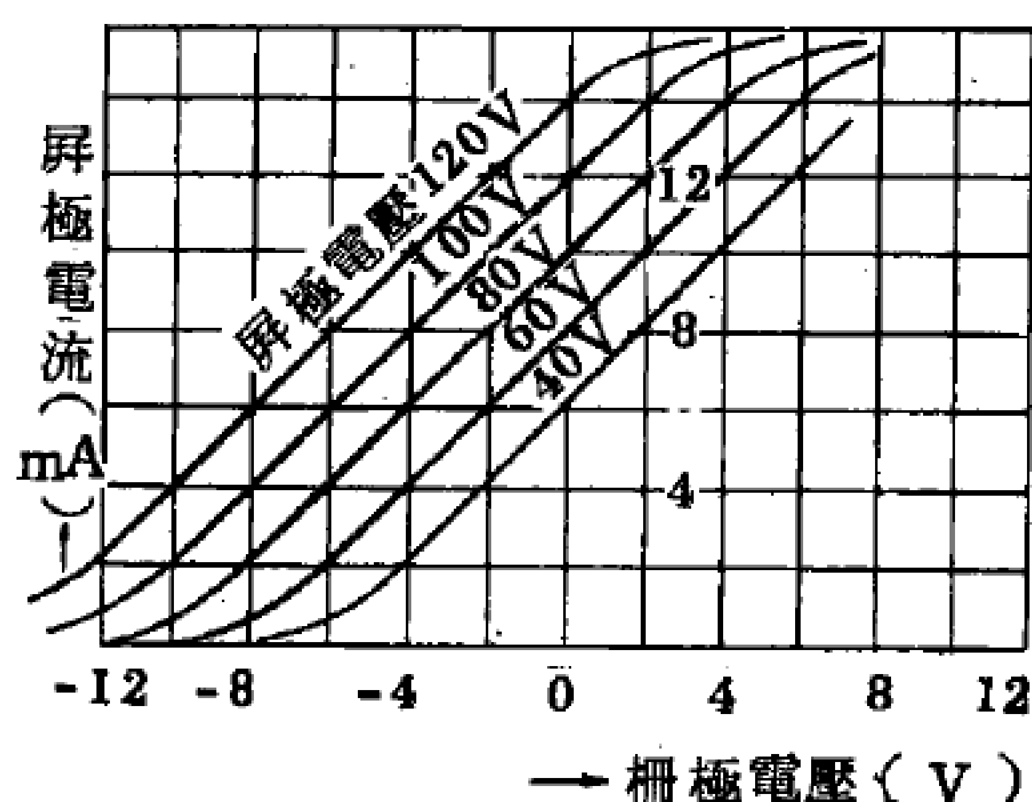


圖 10 — 151　特性曲線

【特性曲線組】（ Family of characteristic curves ）

不論是屏極特性曲線或柵極特性曲線，在同一圖表中，繪出多過一條特性曲線以上者，即稱為特性曲線組。

【特性阻抗】(Characteristic impedance)

假定有一射頻發電機 (*radio frequency generator*) 跨接在傳輸線的兩端，射頻發電機發出一電壓，使線上有電流流動。電流的大小，由線的電阻、電感和電容來決定，它們加在一起叫做線的阻抗 (*impedance*)。倘使線的輸入電壓除以所測量的輸入電流，即可得線的輸入阻抗 Z_{in} (如圖 10 — 152)。若線爲無限長，則它的輸入阻抗稱爲線的特性阻抗，特性阻抗的符號是 Z_0。

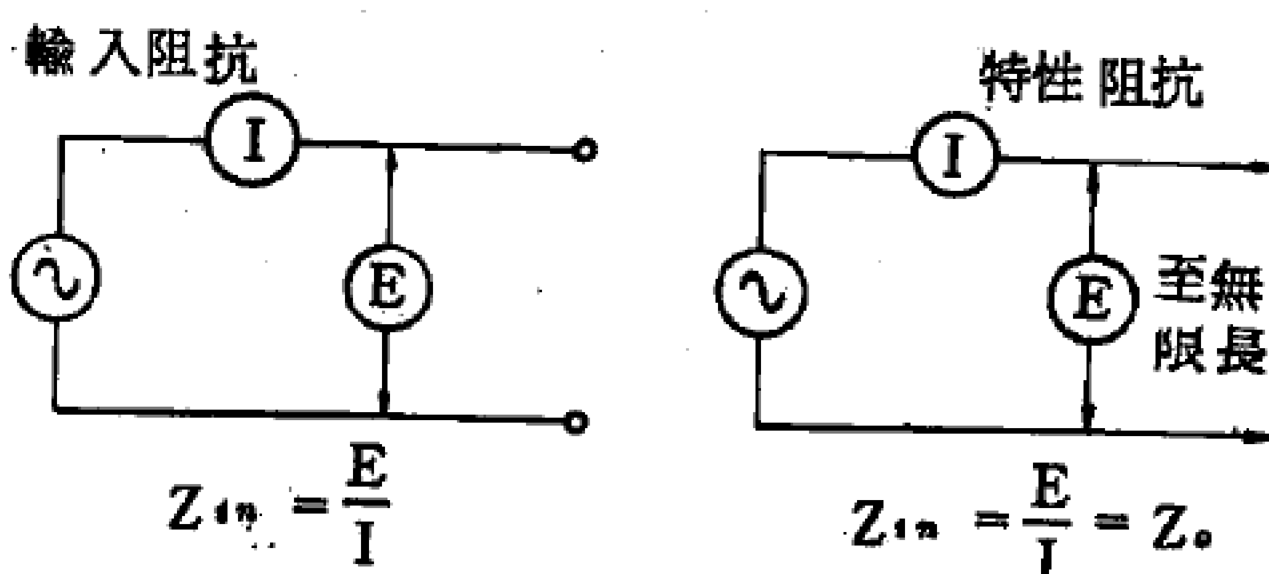


圖 10 — 152

當發電機的負載爲純電阻，則所有產生的功率均消耗在此電阻上。同理當發電機發出電能沿無限長的傳輸線而下，則能量將沿線進行永不折返。換句話說，發電機所發出的能量均爲無限長線吸收或消耗，所以一根無限長線的作用好像一個電阻，它的數值等於特性阻抗 Z_0。因此無限長線可用一個等於其特性阻抗的電阻來代替，這電阻所消耗的發電機功率和無限長線所消耗者相同。

【特性拉莫爾半徑】(Characteristic Larmor radius)

一個轉動速度等於“亞耳芬速率”(*Alfven speed*) 的帶電粒子，其“拉莫爾軌道”(*Larmor orbit*) 的大小。

【特性輻射】(Characteristic radiation)

原子或分子吸熱或吸收其他形式的能量後進入激發態 (*excited state*)，激發之原子或分子系統常能放射電磁波 (*electromagnetic wave*) 而躍遷至能量較低的基態或其他激發態，輻射波的頻率 ν 爲

$$\nu = \frac{(E_2 - E_1)}{h}$$

E_2，E_1 各爲初態及末態的能量，h 爲浦朗克常數 (*Planck constant*)

。輻射之頻率因原子或分子而定，各有特殊之值，稱爲特性輻射。由特性輻射的頻率可決定原子及分子系統內部的量子力學結構，或對原子分子作定性及定量的分析。

【特殊反應器】(Special reactor)

許多研究用反應器爲特殊用途而設計，因此有各種不同的特色，“通率閘”便是這些特色之一。它的用途是使反應器內某一部分的中子通率較其他各部分的平均中子通率高出數倍。通常完成這個靈巧把戲的方法，是在核心放置一塊良反射體，這個“島”不含燃料，因爲在此區域內幾乎一點都不吸收中子，所以它的熱中子通率非常高，差不多比核心還高。通率閘已應用在許多研究用反應器上，例如阿岡研究所的喬格羅特反應器(*Juggernaut reactor*)。

建造一座沒有緩速劑(*moderator*)的反應器是可能的，不過這種反應器需要高度的濃化鈾做燃料(較普通有緩速劑的反應器的燃料含有較多的鈾-235)，這種反應器叫快中子反應器(*fast reactor*)。因爲大部分的反應都是快中子造成的，從分裂中產生的高速中子並不被減速。快中子反應器用在那些需要快中子的研究上，包括核武器效應之模擬及儀器試驗等。

此外，在國立反應器試驗室的高級實驗反應器也是一座爲特殊目的而設計的反應器。*ATR* 用在軍事以及非軍事反應器內之材料，燃料和冷卻劑(*coolant*)的照射實驗。這座反應器的設計是很獨特的，用九座中子閘反應器並列在一起，一個滲漏得很厲害的核心，中子閘以及燃料的有利幾何排列，使得我們能對將被包括的九個工程試環做高度有效地安排。

【特殊相對論】(Special theory of relativity)

由於邁克生、毛立實驗(*Michelson and Morley experiment*)的結果，有人以爲馬克士威方程式(*Maxwell's equation*)也許不正確

，而認為它應該是符合伽立略不變性（*Galileo invariance*）才對，因此在原來的馬克士威方程式加上了一些項，使整個方程式具有伽立略不變性；但是在這些方程式上加上了新項，則應有一些新的電磁現象，後來經實驗證明，並無這些新的現象。因此，馬克士威方程式的正確性遂不為人所懷疑了。

在愛因斯坦（*Albert Einstein*）發表特殊相對論前不久，羅倫茲（*Lorentz*）做了一個很有趣的純數學工作，他發現若在有相對運動的兩個慣性坐標（*inertial coordinate*）間做下列的轉換：

$$\left.\begin{aligned} x' &= \frac{x-ut}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= \frac{t-\frac{ux}{c^2}}{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

則馬克士威方程式不變，此種時空轉換稱為羅倫茲變換（*Lorentz transformation*），因此馬克士威方程式具有羅倫茲不變性（*Lorentz invariance*）。此式所包含的物理意義，羅倫茲並不了解，一直到特殊相對論發表之後，其中奧妙才為人所知曉。

（1）式所牽涉的也只是時空的結構而已，因此潘卡瑞（*Poincaré*）曾建議說：也許所有的物理現象皆應有羅倫茲不變性。

到現在為止，我們所提到的皆是在特殊相對論發表以前，物理學家們所遭遇到的困難，在這種情況下物理學的發展似乎只有兩條路可走：

1. 保留伽立略不變性的觀念，因此認為牛頓力學是正確的。所要做的工作是，如何為電磁學找一個更恰當的說明，使其符合邁克生、毛

立的實驗及伽立略不變性。

2. 放棄伽立略不變性的觀念，而採取潘卡瑞的建議，即任何物理定律皆應有羅倫茲不變性。因此電磁學是正確的，而需要修正牛頓力學，使其具有羅倫茲不變性，並且要給時間及空間一個新的意義。

在這一片迷惑中，愛因斯坦發表其特殊相對論，他所採取的是第二條路。從這個觀點他寫下了兩大假設：

1. 相對論原理（*relativity principle*）—— 在所有的以等速度作相對運動的慣性系統（*inertial system*）中，任何物理定律皆有同一形式（所謂慣性系統，即是牛頓的慣性定律能適用的系統，此條假設與伽立略不變性的要求相同。）。

2. 光之速率在所有的慣性系統中皆為一常數 c 。

這兩條假設並無新奇處，只要稍微用心思考一下，即會發現此兩假設正是我們所提到的第二條路的另一寫法而已。但是，此兩條假設的重要性，完全決定於是否能給予羅倫茲變換所牽涉的時空結構一個新的意義，愛因斯坦最重要的貢獻也就是在這一方面。以他的時空觀念再加上他的兩大假設，則羅倫茲變換是一個必然的時空轉換式。

將愛因斯坦的特殊相對論（又稱狹義相對論）敘述如下：

慣性觀察者必須以羅倫茲變換式表其觀測結果的關係，而且要將物理量從一慣性系轉換到另一慣性系，必須使物理定律的表法對所有觀察者均一樣。

若從實用的觀點來說，將推導之理論僅對可與光速相比之速度才重要，因而必須用於質點具高能者。對於低速度之質點而言，要在二慣性坐標系中尋求物理量之關係，伽立略變換式仍不失為一很好之近似，對描述這些運動，牛頓力學具有令人滿意的形式。將推展之理論稱為特殊相對論，因其只能適用於慣性觀察者，當觀察者為非慣性者時，則用一般相對論（*general theory of relativity*）。

【特殊超高頻率管】(Special ultra-high-frequency tube)

如電子管的作用頻率增高，一般電子管的效用將會降低。以放大器來說，如果作用頻率約在100兆赫以上，一般三極管(*triode*)的輸出就急速下降，如作用頻率再增高時，其放大因數就降到0。一般電子管如用在振盪器中，其輸出隨頻率增加而降低的情形更爲嚴重。其原因可大略分成下列三類：

1. 電子管的管內電容(*internal capacitances*)及管內電感(*internal inductance*)。

2. 電子在管中的過渡時間(*transit time*)。

3. 射頻損失(*radio-frequency losses*)，由電子管及其他元件所造成的輻射損失。

管內電容與管內電感對於常用電子管的屏極、控制柵與陰極互相間的電容 C_{gp}、C_{gk} 與 C_{pk} 都已非常熟悉。但在高頻率時，由電容所產生的電抗則降低，因此使輸入與輸出短路，或使屏極輸出的能量反饋到控制柵的輸入端。凡此種種均使管的放大因數降低。

再者各極引至管底座的導線，也具有少許的電感，一旦作用頻率增大，此電感所生的電抗也隨之增大。電抗造成的電壓降，使外加電壓不能全部加在電子管的電極上，因而使電子管的有效增益(*gain*-放大係數)降低。

在實際應用時，電子管的電極將與外在的調諧或振盪電路(*tuned or resonant circuit*)相連接，所以當作用頻率達到射電頻率以上時，管內的內在電容和電感，與外在電路將形成一不可分的關係。外在電路如要達到振盪的條件，其電容與電感必須降低(電子管內的電容與電感也需考慮在內)。如作用頻率再繼續增加到某一值，而電路仍需維持振盪，就必須將外電路的電容撤去，而在屏極與控制柵之間，用一直的金屬線代替原有的電感線圈，在此頻率下電子管的內部電容與電感互相

產生振盪，此頻率也就是電子管的最大振盪頻率，其作用頻率再也不能越過此頻率了。

在設計電子管時，可將電子管的體積設計得非常的小，將引線造得粗而短，並直接用此引線作爲管腳，如此可將引線所造成的電感降低。對於管中電容的降低，可將各極的面積減小，極間距離增大，但極間距離增大後，電子在電極間的過渡時間就要延長。

電子的過渡時間是電子由陰極到屏極所需的時間稱爲過渡時間。在作用頻率低於100兆赫時，過渡時間可以忽略不計，因此可假設屏極的輸出，是與控制柵的輸入電壓成瞬時響應（*spontaneous response*），也就是屏極電流完全隨控制柵電壓的變化而變化。但當作用頻率達到超高頻率範圍（300～3,000兆赫），電子在管中的過渡時間，與此頻率的週期比較，比例就相當大了。例如作用頻率在1,000兆赫時，其週期爲0.001微秒（μs），此週期較一般常用電子管的電子過渡時間爲小。常用管作用於此頻率時，其屏極輸出電流的變化，完全不能立刻受輸入控制柵電壓變化的影響，而隨之作瞬時的變動。因此輸出電流與輸入電壓間，在時相上不相等，也就是輸出電流的時相較輸入電壓的相位滯後一段時間。此相位的滯後，可當作是一電壓加在電感器後，所造成的電流相位滯後的情形一樣（此種相位滯後，可用滯後相角表示）。在非常高之頻率時，電子管的互導（互導即屏極電流變化值與控制柵電壓變化值之比），有一滯後相角存在。

由於過渡時間的存在，雖然控制柵爲偏壓，在高頻率作用狀況下，控制柵確能吸收能量。控制柵線路吸收管中的能量，與頻率的平方根成正比。

過渡時間可藉減小電子管的體積，減小陰極與控制柵間的空間距離予以降低。同時增大屏極正電壓，也可使電子的速度增大，以減少過渡時間。

射電頻率與輻射損失是當作用頻率逐漸增高，電子管與相關電路上所產生之損失。在超高頻率，電流在導體的表層流過，此現象稱爲趨膚效應（ *skin effect* ）。趨膚效應使導線的電阻增加，所以導體的電阻所造成的功率損失都隨頻率而增加。

電場使分子在管中及絕緣支架間運動，也可導至熱及功率的損失。同時介質磁滯損失（ *dielectric hysteresis loss*)也隨頻率的增加而增大。

甚至於電極引線的大小與通過引線電流的波長相差不大時，引線也將產生射電頻率功率（此卽輻射損失，波長 $= 3 \times 10^{10}$ /頻率，單位爲厘米）。由此可知，在超高頻率時電子管與其相關電路可造成相當大的損失。由於以上各種損失的產生，將使電子管的效率，隨頻率的增加而降低。

如將傳導電流的導體表面積減小，可使趨膚效應減低，同時可使導體的電阻下降。如將管中絕緣支架的位置作適當安排，又可降低介質損失。利用靜電隔離方法將電子管及其相關電路與外界作適當的隔離，可減低輻射損失。

【特殊電子管】(Special electron tube)

特殊電子管在工業控制及超高頻率電路的作用上，是不能以一般的電子管所代替。雖然種類很多，但較常用而重要的有充氣管（ *gas filled tube* ）、光電管（ *phototube* ）、光電倍增管（ *photomultiplier* ）、陰極射線管（ *cathode ray tube* ）以及特殊超高頻率管（ *special UHF tube* ）。

【特殊鎢絲燈泡】(Special tungsten filament lamp)

一般特殊鎢絲燈泡有：

1. 日光燈泡——玻殼內塗少許氧化鈷與氧化銅使帶淡藍色，但光度損失三成。

2. 著色燈泡——橙、紅、綠、藍，各損失光度五、八、八·五、九成。

3. 汽車燈泡——效率提高，壽命縮短。

4. 火車燈泡——須特別耐震。

5. 閃光燈泡——照相用，壽命極短，光度極強。

【特殊攝影】(Special photography)

在實驗室內所利用的攝影技術中，概略的說明需特殊裝置或方法的特殊攝影，包含翻拍、顯微鏡攝影、望遠鏡攝影，利用非可見光線的攝影以及其他特殊攝影。

【特高頻率多向航域】(Ultra-high-frequency polytropic courses)

特高頻率多向航域的採用，使無線電導航向前邁進了一大步。作用於 112～118 兆赫特高頻率範圍的特高頻率多向航域，克服了很多由低頻率航域(*low frequency courses*)所引起的缺點，如夜間效應(*night effect*)及複航道(*multiple courses*)等。再者，由於特高頻率航域對飛行員提供了無數可見的航道(可由飛機的儀器上看見)，因此較低頻率航域爲優。可用肉眼看的指示器，使飛行員脫離易於產生誤差的可聽連續航道信號。

特高頻率多向航域發射系統，利用五個環狀天線，發射兩種信號，此五個環狀天線中的四個，置於正方形的四個角上，另一天線則設於方形中央。中央環形天線所發射的是一個調變於30 赫的信號。此天線所提供的場型，爲一圓形而無方向性的，在天線四周的信號強度都相同。特高頻率多向航域以此信號作爲參考電壓(*reference voltage*)。另一發射機的輸出則送到正方形四角的環形天線上，在正方形對角的一對天線產生一個 8 字形場型。如果每一對對角天線所發的信號電壓值，以30赫的恆定速率變動，就可得到以每秒30轉的轉動 8 字形場型。此轉動 8 字形場型與中央環形天線所產生的靜止圓形場型結合，又可得到一個

轉動的心形場型，如圖 10 — 153 所示。

此航域接收機需同時接收靜止而無方向性 30 赫的信號，以及具有方向性的心形轉動場型信號。將心形轉動場型的變動電壓相位與參考電壓相位作一比較後，飛機對航域站的相對方向就可定出。例如，一架飛機正在圖 10 — 153 所示的*X*點，當此飛機在航域站正東方經過時，心形轉動場型的最大峯值對著此飛機時，飛機就接收到最大強度的信號，這正相當於轉動場型峯值（變動電壓）與參考電壓間相位差的某一值。飛機如在航域站的其他方向，由於場型的轉動，變動電壓與參考電壓間的相位差就不會相同。因此飛機在航域站的不同方向飛，可由兩信號得一不同的相位關係。相位關係，經接收機指示器顯示後，就立刻知道飛機對航域站的方位。

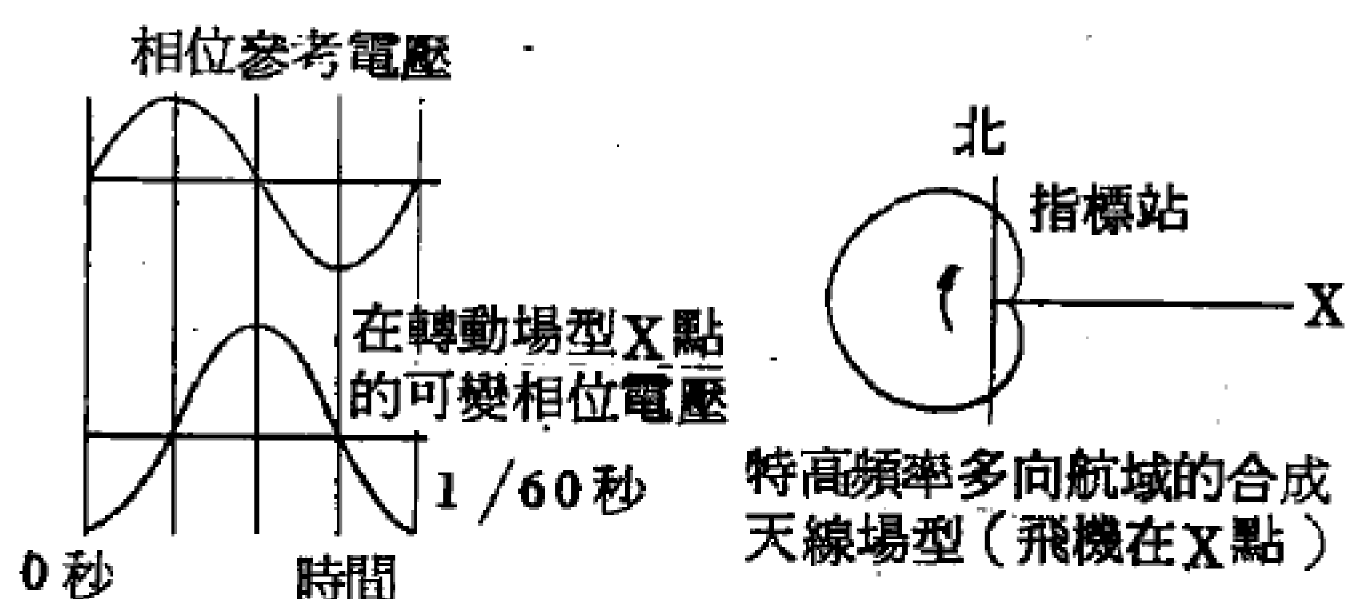


圖 10 — 153
特高頻率多向航域相位 I S
型轉動場型（飛機在X點）

特高頻率航域較低頻率航域爲優，但仍有很多天生的缺點及限制。雖特高頻率航域能提供無數的航道，但與低頻率航域一樣，只能對飛行員提供方向。然而對於飛行員而言，求得飛機的位置，必須同時知道方向及距離。再者，特高頻率航域所用頻率的特性較低頻率航域佳，當然並非完全不受地區效應的影響，有時也會產生方位指示的偏差。在最佳情況下，特高頻率航域的方位準確度在 3 度以內，但這並非很精確。

【特種核材料】（Special nuclear material）

在原子能法裏，這名詞是指鈽 - 239，鈾 - 235，含有較天然鈾 - 235 爲多之鈾，或任何一種含有人工濃化的這些物質的材料。

【特種濾色鏡】（Special color filter）

只使紅外線或紫外線透過之濾色鏡。利用紅外線濾色鏡的機會不少，如使用紅外線軟片，應同時使用此種濾色鏡，減低可見光部分，否則無法強調效果。

濾色鏡最近有玻璃製的良好製品，耐用方便。當然其平面度皆合於一定的規格，但最好還是利用反射光等檢查一次。又裝在鏡頭時，不要有裝彎情形，以避免影響像的鮮明度；平面度不良時也會有同樣結果。

【特徵方程式】(Secular equation)

在解矩陣方程式或微分方程式的本徵值 (*eigen value*) 問題時，本徵值所適合的代數方程式稱之爲特徵方程式。設矩陣方程式形式爲

$$AX = \lambda X$$

A 爲矩陣算符，λ 爲本徵值，X 爲本徵向量 (*eigen vector*)，則要 λ 有解，以及有適合此方程式的向量 X，必須 λ 適合以下代數方程式，使 ($A-\lambda I$) 的行列式爲 0，即

$$det\ (A-\lambda I)=0 \qquad (1)$$

式中 I 爲單位矩陣。(1) 式稱之爲特徵方程式，是未知數 λ 的 n 次方程式。此方程式在量子力學以及振動問題中，都是解題所必須的步驟。例如在漢彌頓方程式中，以

$$H\psi = E\psi$$

求能階 E 的本徵值的方法是從特徵方程式求出，且由此得到 ψ 的矩陣式形式。設所得的本徵值爲 $E_1, E_2, \cdots, E_n$，則

$$H_{diag} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0\cdots 0 \\ 0 & E_2 & 0\cdots 0 \\ \cdots & \cdots & \cdots \\ 0 & 0 & 0\cdots E_n \end{pmatrix}$$

而 $H_{diag} = U^{-1}AU$，U 爲歸一矩陣式，可由本徵向量得到。

【特徵速度】(Characteristic velocity)

特徵速度即代表推進劑在反應器燃燒效能的高低，用公式來表示

$$C^* = \frac{P_c A_t}{\dot{m}}$$

式中$\dot{m}$是反應器每單位時間流出氣體的質量，P_c 是反應器內氣體的壓力，A_t 是噴嘴咽喉的面積。從噴嘴流出的氣體是超音速（*supersonic*），在這情況下，每單位時間流出的氣體m與氣體的溫度T_c 的平方根成反比，與氣體的分子量M的平方根成正比。從上面公式可以看出C^*應與$\sqrt{T_c}$ 成正比，與$\sqrt{M}$成反比。高效能的推進劑，可以在反應器內，產生高溫而質輕的氣體，最合這些條件的推進劑是氫氣。

【狹頻帶】(Narrow band)

指電視用小於300KHz 寬度的頻段。

【狹頻帶寬度】(Narrow band width)

指外差機中放級的雙調諧耦合電路，其頻率響應曲線屬單峯的，高峯在中頻上，每邊各有2.5 KHz 寬度，故傳眞度較差，優良的中頻響應曲線是雙峯的，寬度爲 10 KHz ～ 20 KHz，傳眞度比較優越。

【留】(Stationary point ; Stationary in right ascension ; S.R.A.)

當一行星參考某些星辰的關係位置時，發現本身與參考的關係位並不發生變化時的時間或位置。

【留聲機】(Phonograph)

留聲機是利用發音器和錄音片而將聲音重行放出的裝置，是美國愛廸生的重要發明之一（如圖 10 — 154 ）。發音器的主要構造，是一金屬膜片和一金屬針（如圖 10 — 155 ）。針尖在左右彎曲的或凹凸不平的細紋內滑動，則金屬膜振動而發出聲音。

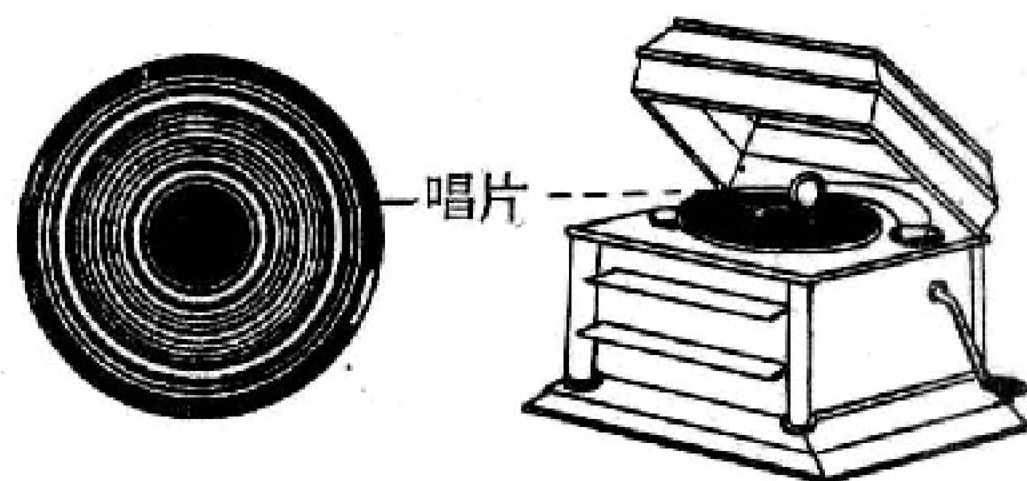


圖10—154　留聲機

製造錄音片，先須收音。收音器與發音器構造相同，動作相反。收音時音波使金屬膜片發生振動，此時與金屬膜片相聯的金屬針尖，則作左右上下動作，在蠟製的圓盤上畫出種種細紋，然後將蠟盤塗上石墨鍍銅，即得銅模。最後藉銅模可複印若干膠質圓盤（上面的細紋與蠟盤相同），這就是錄音片，俗稱唱片。

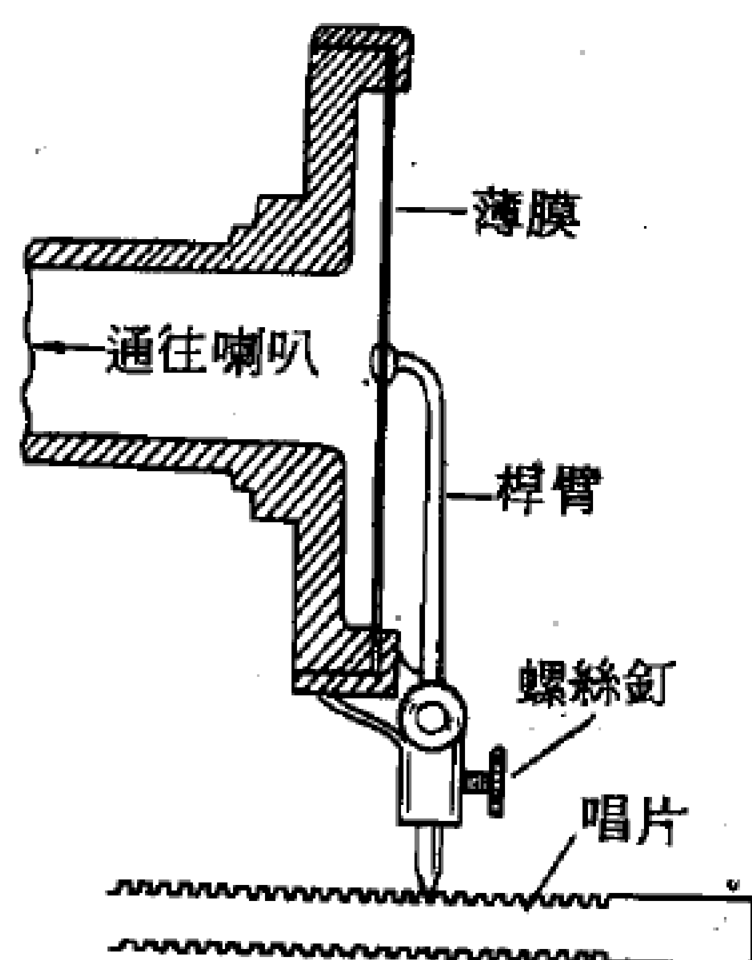


圖10－155　發音器

欲開留聲機，須將錄音片轉動，而使針尖嵌入其細紋中，此時針尖的運動，使金屬膜片作相對的振動，即可放出原來的聲音。

【眞瓦】(True watt)

指電路上之I^2R計算得之功率。

【眞功率】(Real power)

指電路上的電流平方乘電阻值，因爲有效功率是電阻上所消耗者。

【眞向】(Real direction)

眞北（ *real north* ）與飛機縱軸所夾之角度。

【眞空】(Vacuum)

是指沒有任何物質存在的空間。地球以及星球中間的廣大太空就是眞空。

物理學上的眞空，是指稀薄的氣體狀態，又分爲高眞空、中眞空和低眞空。一般是用特製的抽氣機得到眞空的，它的氣體稀薄程度用眞空計（ *vacuum gauge* ）測定。現在已能用分子抽氣機（ *molecular pump* ）和擴散抽氣機（ *diffusion pump* ）得到一千億分之一大氣壓的高眞空。眞空在科學技術中，在電眞空儀器、電子管以及其他電子儀器方面，都有很大的用途。

【眞空放電】(Vacuum discharge)

把兩個電極封入在細長的玻璃管兩端，加以高電壓，並漸抽出管內空氣時，會在兩電極之間放電，這樣的現象叫眞空放電。

這是由於自陰極跳出來的電子，在初期空氣還沒有抽出來時，會與空氣中的氣體分子相撞而無法跑向陽極，當抽出管內空氣使壓力降低，兩極間加高電壓，則氣體中的陽離子卽移向陰極，電子則移向陽極。尤其是重量很輕的電子卽變成高速而與管內氣體的分子或原子碰撞，而氣體的分子或原子卽發光，這時由氣體的分子跳出電子來。這種變化反覆時，大量增加的電子就會到達陽極。

如圖 10 — 156 ，取一封閉的玻璃管，於兩端封入二金屬片 A 與 B 作爲兩極。再將此兩極與感應圈之電極連接，卽是簡單的眞空放電實驗的裝置。

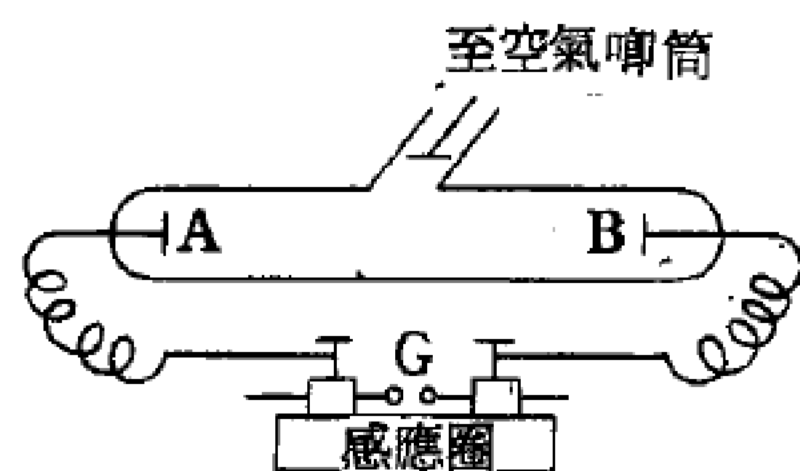


圖 10 — 156

管內氣壓約 76 $cmHg$ 時，管外空氣隙 G 處有電花閃射，但管內無放電現象。若將玻璃管兩極接於每厘米有 3 萬伏特高壓的電源上，則管內亦可發生火花放電 (*spark discharge*) 的現象，空中雷電卽此實例。

若管內氣壓降至 10 ～ 5 $cmHg$ 時，空氣隙 G 處不再有電花，但管內發生爆裂聲，管壁並有藍紫光閃爍，惟正負不分。

若管內氣壓降至 $4 \sim \frac{1}{2}$ $cmHg$ 時，光帶逐漸擴大而充滿全管，且可辨正負。管內光彩隨其氣壓與氣體性質及管壁物質而異。普通空氣在 $4 \sim \frac{1}{2}$ $cmHg$ 氣壓時呈淺紅色 (氖呈紅色，充二氧化碳時呈白色，充氮氣呈深綠色)。

若管內氣壓降至 $\frac{1}{10} \sim \frac{1}{100}$ $cmHg$ 時，光帶中斷，有暗區 (*dark space*) 出現。其接連正極之光帶仍呈緋紅色，稱爲陽極區 (*positive column*) ；近於負極者呈紫色，稱爲陰極電輝 (*negative glow*) ，

其在陰極上的短絨狀光輝稱爲陰極面電輝（ *cathode surface glow* ）。

管內氣壓約 $\frac{1}{1,000}$ *cmHg* 時，陽極區光彩漸淺且向陽極縮短，法拉第暗區（ *Faraday dark space* ）漸向陽極移動，克汝克士暗區（ *Crookes dark space* ）漸漸擴大。

若管內氣壓僅 $\frac{1}{10,000}$ *cmHg* 時，克汝克士暗區達於陽極，管中無光；但管壁顯現螢光。玻壁所現顏色視玻璃性質而異；如鉛玻璃或火石玻璃呈藍色，鈉玻璃呈綠色，晃牌玻璃呈綠黃色。由螢光之呈現，可知管內仍有不可見光通過，即陰極射線（ *cathode ray* ）。

眞空放電尚有下述注意要點：

1. 兩極電位差至一定高度時，可變絕緣體爲導電體。

2. 氣體中放電的現象產生於碰撞游離，而碰撞游離與氣體性質、氣壓、電壓及玻管長度有關。在常態下氣體爲極不良導體，但仍有極少的導電離子存在。離子在半眞空時運動較易，所施電壓對之有加速作用。離子在相鄰二次碰撞間，所獲增加之能量足使被撞原子（或分子）起游離作用時，即形成碰撞游離（ *ionization by collision* ）。如是遞續撞擊其他分子、原子，即可使離子數量激增，並導致火花放電。

3. 正離子撞至陰極，使其動能傳予陰極金屬板內之電子，乃有電子從此極射出，是即陰極射線。

4. 電子於克汝克士暗區中受到電力的加速，運動愈速動能愈大，，撞於氣體原子即生光輝。

5. 陰極射線本身不能直接引起視覺，但當其射於一定物體上時（如玻璃或 ZnS ）則可激發螢光。

【眞空放電管】（ Vacuum discharge tube ）

在含有電極之玻璃管內，導入水銀柱高度約爲數毫米之低壓氣體，而使其在兩極間感應放電時，則可見非常美麗之光輝，此管稱爲眞空放電管，亦即蓋斯勒管（ *Geissler tube* ）。作眞空放電實驗，或要獲

得光譜時皆使用眞空放電管。

【眞空放電管內之氣體與其顏色】(Color and gas in the vacuum discharge tube)

當眞空放電管內，以其他氣體代替空氣使其放電時，則會發出各該氣體特有的顏色的光，如右表所示。由於這些氣體所發出光的光譜依各該氣體而有一定的光譜，所以也可以用來分析物質的成分。

眞空放電管內之氣體與其顏色

氣體	顏色
氖氣	大紅
氬氣	紫紅
氫氣	淡紅
鈉蒸氣	黃
水銀蒸氣	藍綠

【眞空計】(Vacuum gauge)

眞空計爲用以測量稀少氣體壓力的裝置，主要有下列各種型式：

毫米水銀柱	眞空的分類	使用的眞空計	主要抽機	平均自由路程
760	低	布當壓力計(*Bourdon gauge*)		(空氣 15°C) 0.5 微米
		水銀*U*形管		
100	眞	油*U*形管	油轉動抽機	
		隔膜眞空計		
10		*α*眞空計(*alphatron*)		
	空	蓋斯勒管(*Geissler tube*)		50 微米
1	中	麥克勞(*Macleod*)眞空管		
10^{-1}		熱傳導眞空計	油轉動抽機	
	眞	油*U*形管	射出器抽機	
10^{-2}		*α*眞空計	機械升段抽機	
10^{-3}	空	黏性眞空計		5 厘米

10^{-4} 10^{-5} 10^{-6} 10^{-7}	高真空	電離真空計 潘寧(*Penning*)真空計 努特生(*Knudsen*)真空計	擴散抽機	5米 500米
10^{-8} 10^{-9} 10^{-10}	超高真空	*B* - *A*真空計 特殊型電離真空計	附有冷凝穽的抽機 收氣劑離子抽機 低溫抽機	50仟米

其中根據波義耳定律測量的麥克勞計及水銀*U*形管，其讀數卽爲壓力的絕對值，但有使用費時、體型過大及使用水銀等不方便。故通常利用電離、熱導、黏性等間接性質的眞空計，此等眞空計在使用前以麥克勞計加以校準。

【眞空電容器】(Vacuum capacitor)

容差率較小之電容器，兩導片對立爲眞空，故耐高壓，漏電機會少。

【眞空管】(Vacuum tube)

在眞空中對金屬加熱至高溫時，就會由金屬的表面跳出電子。利用這種性質，在抽成眞空的玻璃管內，裝置能發出電子的絲極(陰極)，與收集電子的屏極(陽極)，或調節電子運動的柵極等，具有使電子依所需要而作不同程度的運動之作用，則稱此管爲眞空管。可作爲電路中控制電流的元件。而流到屏極的電子數量，視屏極對陰極的電壓而定。玆分述各種情形下之電流流動：

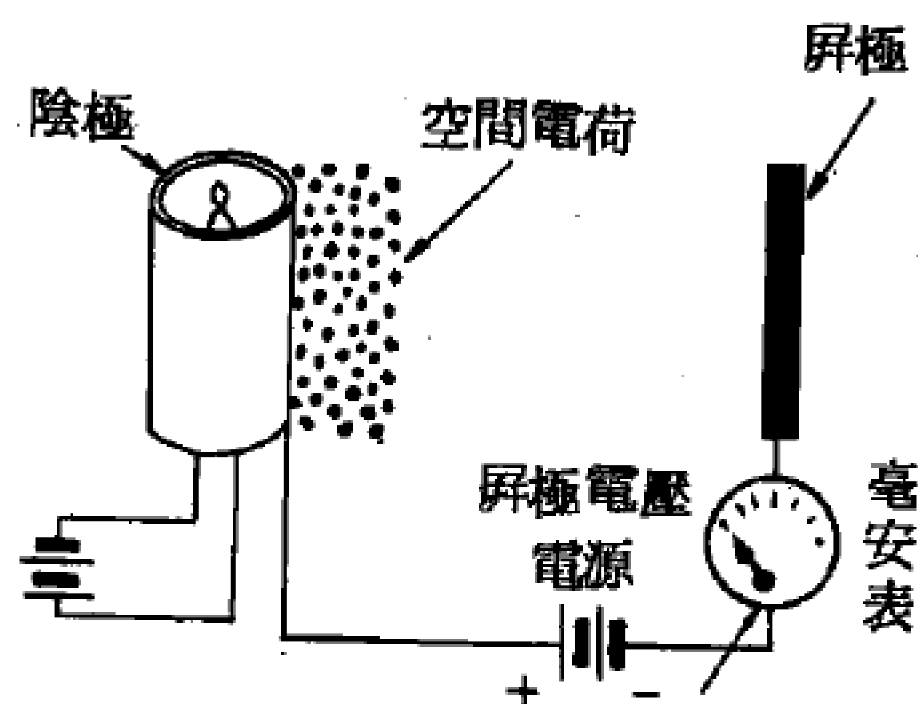


圖 10 — 157

1. 當屏極電壓較陰極爲低時，屏極將排斥電子，使電子無法由陰極流到屏極。同時，屏極不發射電子，故亦無

電流由屏極流到陰極，如圖 10 — 157 。

2. 當屏極與陰極電壓相同時，屏極對電子既不吸引亦不排斥，電流仍舊爲 0，如圖 10 — 158 。

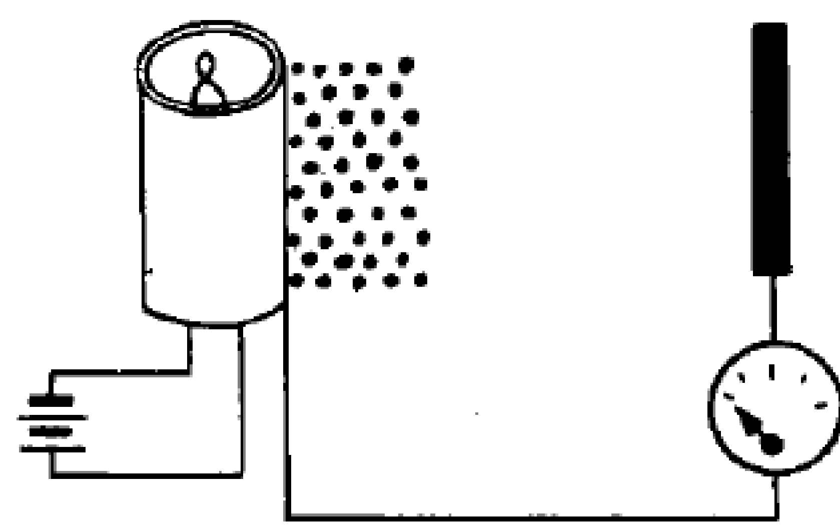


圖 10 — 158

3. 當屏極電壓較陰極爲高時，空間電荷中的電子即流向屏極，而形成電流，如圖 10 — 159 。

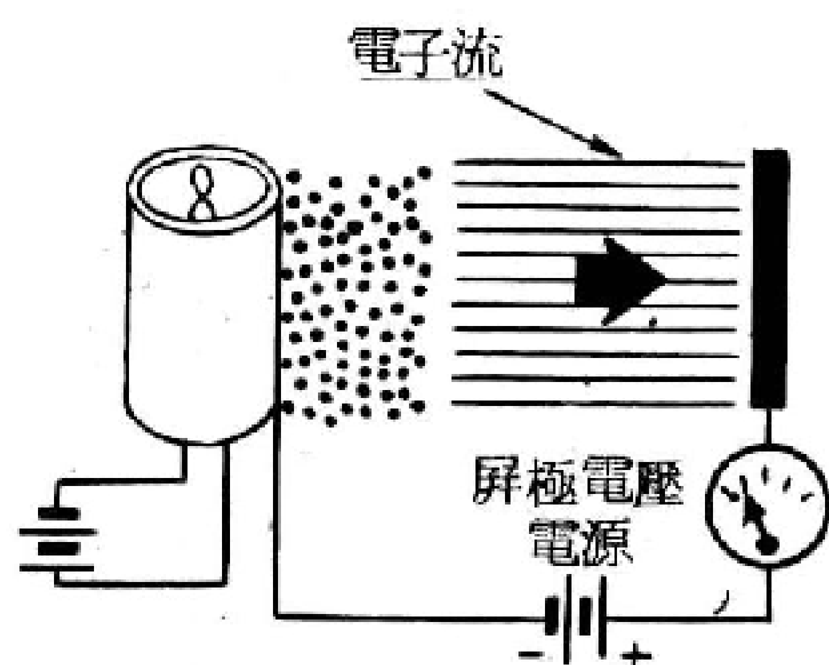


圖 10 — 159

4. 若屏極電壓增高一倍，則電流亦將增加一倍。兩極管的正常工作方式是只要屏極電壓比陰極高時，屏極電壓的每一變動，可使屏流作相應的變動，如圖 10 — 160 。

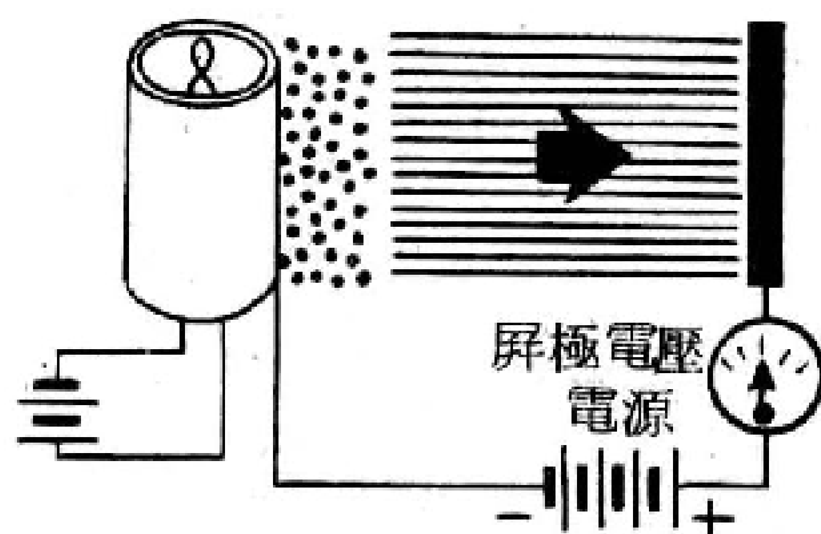


圖 10 — 160

5. 若屏極電壓遠較陰極爲高時，毫安表指示有大電流在流動，這時陰極發射的電子都立即被屏極吸去，如圖 10 — 161 。

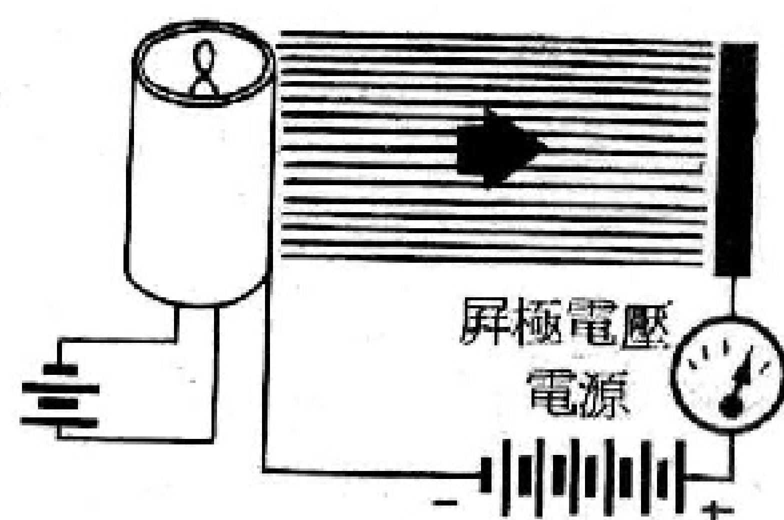


圖 10 — 161

6. 在第 5. 情形時，若將屏極電壓再升高，屏極電流亦不再增，此乃由於陰極不能發射更多的電子。在此情況下兩極管不工作，因屏極電壓變化時，不產生屏流的變化，如圖 10 — 162 。

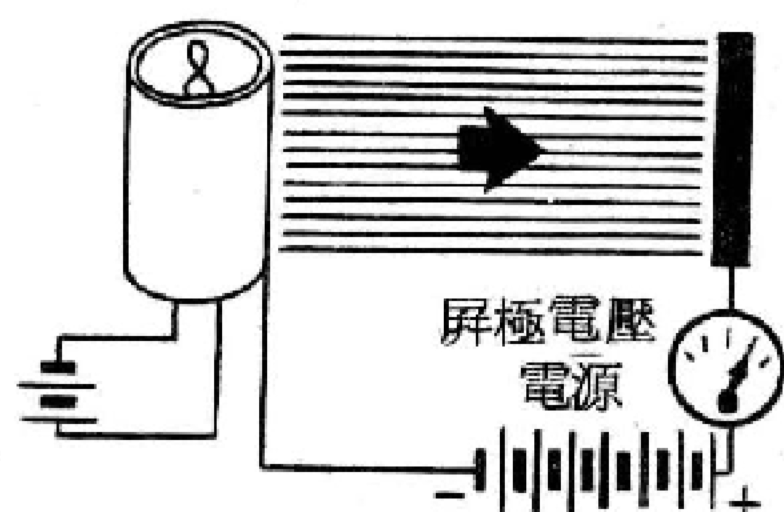
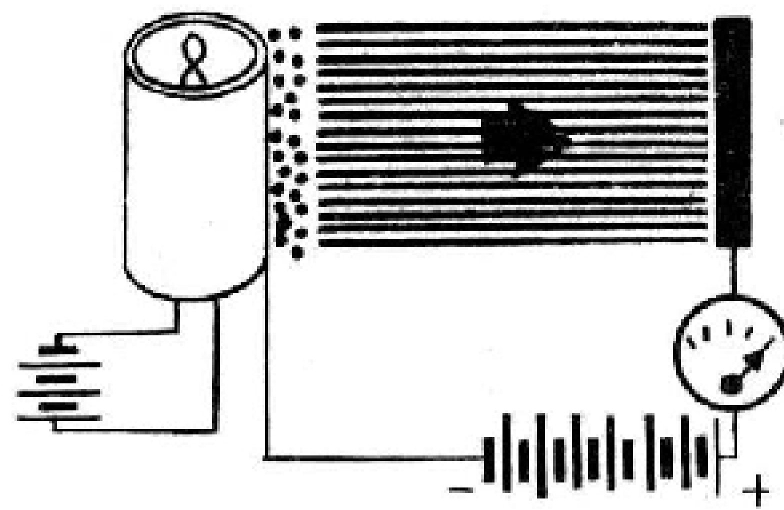
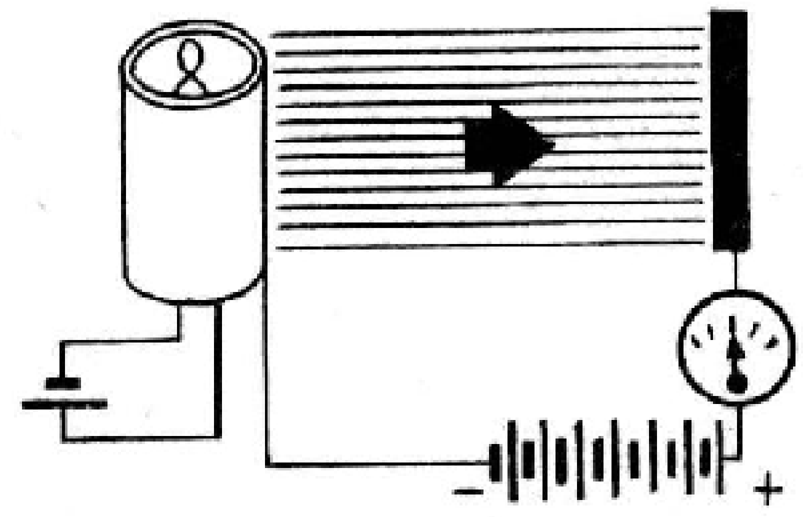


圖 10 — 162

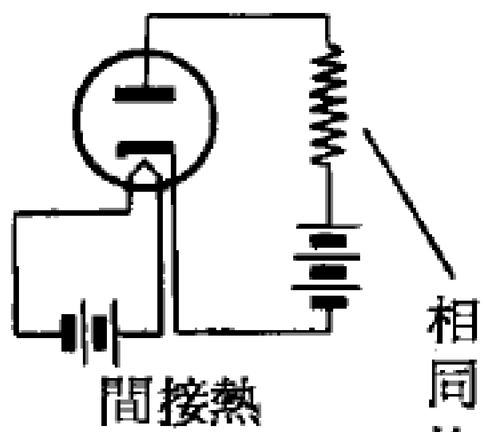
7. 在第 6. 情形時，如將燈絲電壓增高，高於它的正常數值，則陰極可發射較多電子，用第 6. 情形時的屏極電

壓，則可得較大的屏流，如圖10—163。


圖10—163


圖10—164

8. 若將燈絲電壓降低，陰極發射的電子較前減少，電流亦跟著減少。在實際上，燈絲電壓是固定不變的，欲改變屏流，僅由改變屏極電壓而達成。不過當眞空管用了相當時間，陰極發射電子亦將減少，其結果就像燈絲減壓一樣，如圖10—164。



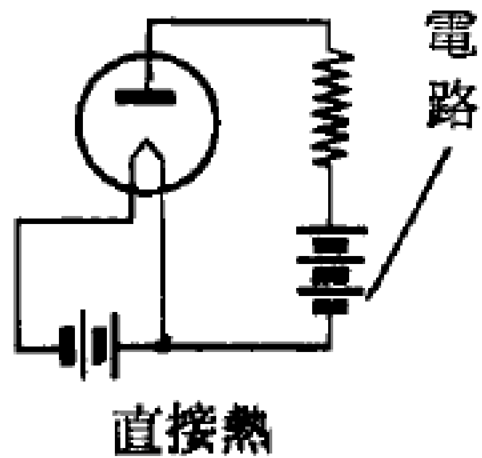


圖10—165

眞空管由於加熱使其發射電子的方式不同，又可分爲間接熱眞空管和直接熱眞空管二種。在間接熱眞空管中，燈絲和陰極是分開的，其電路亦分開連接。在直接熱眞空管中，燈絲兼作陰極，除燈絲接上約5伏特低壓，使其發熱，產生熱離子發射外，其燈絲的一端接至陰極電路，與間接熱眞空管的陰極電路相似，如圖10—165所示。

眞空管的改良發展情形（如圖10—166）：

1. 佛萊銘（*Fleming*）管——包括燈絲和屏極兩元件。

2. 現代式二極管（*diode*）——在此管中燈絲由陰極和燈絲的合併組成所代替，但燈絲僅作加熱用，管中主件仍是陰極和屏極兩元件。

3. 三極管（*triode*）——再增加一個柵極，

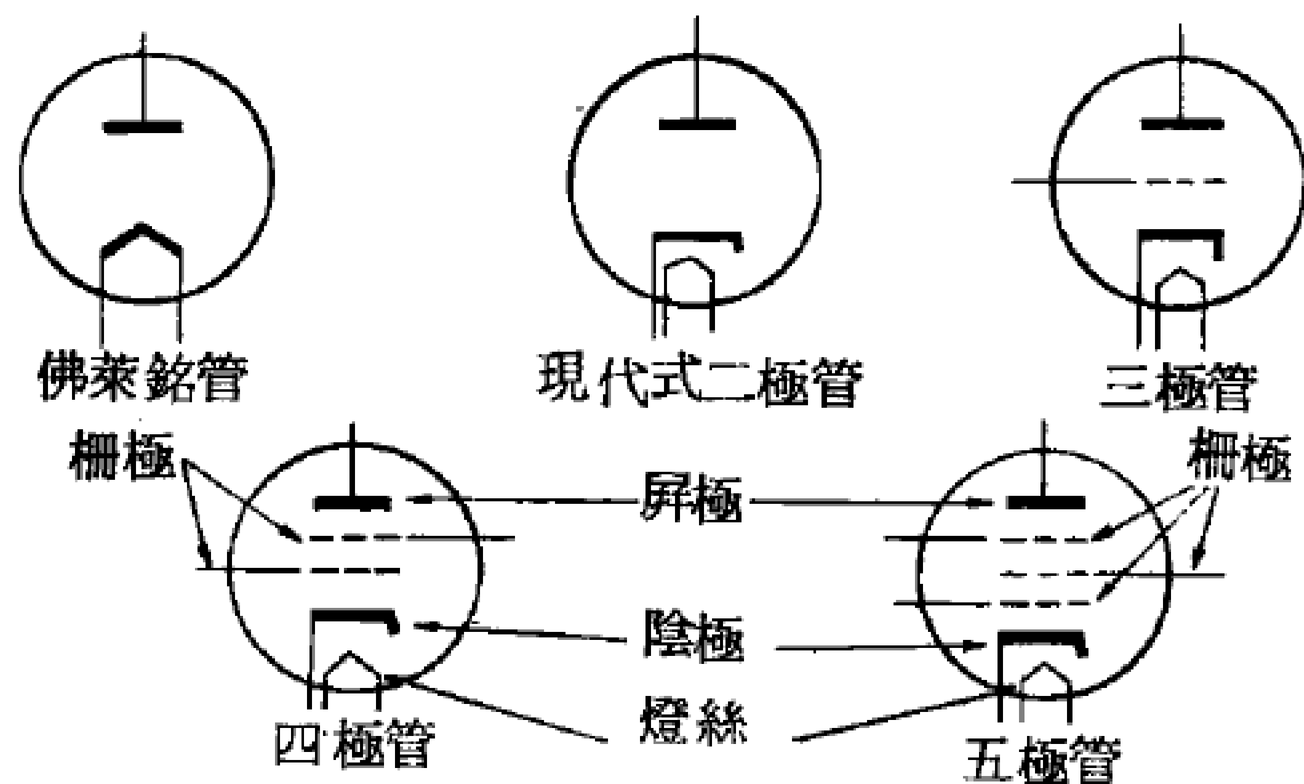


圖10—166 眞空管的發展

成爲三個元件的三極管。

4. 四極管（ *tetrode* ）——有兩個柵極的四元件管。

5. 五極管（ *pentode* ）——有三個柵極的五元件管。

【眞空管收音機】（ Vacuum tube radio ）

鑛石收音機因性能差，容易干擾，如要使其不易受干擾，則靈敏度要降低。因此，通常都使用不受干擾而靈敏度又高的眞空管收音機。原理與鑛石收音機相同。

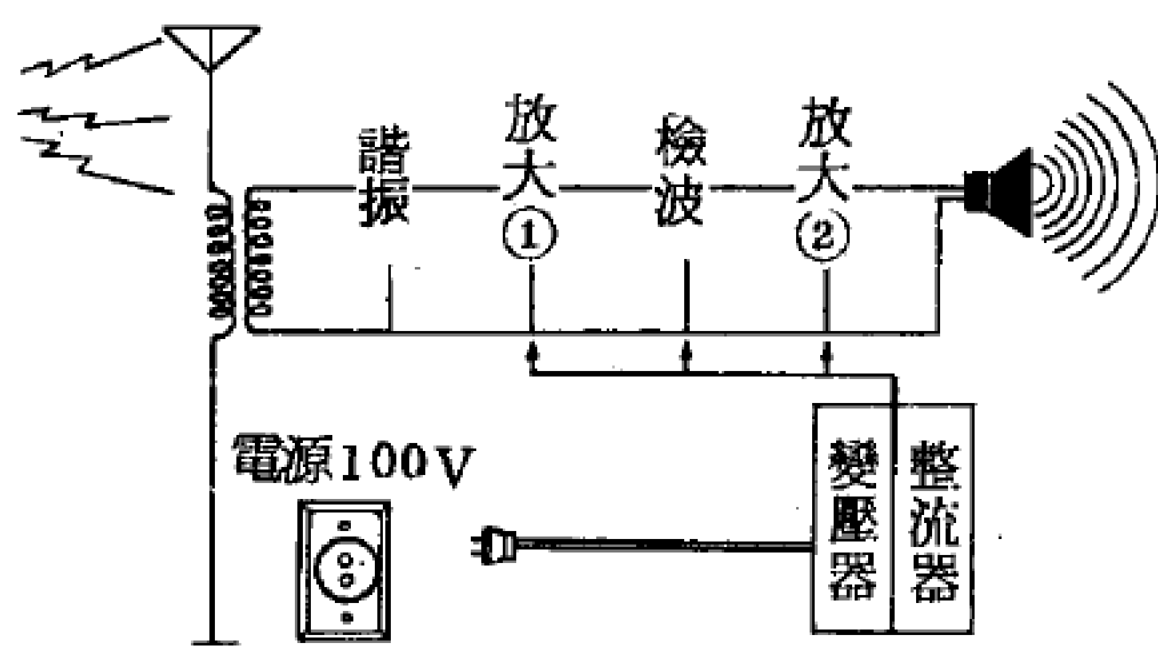
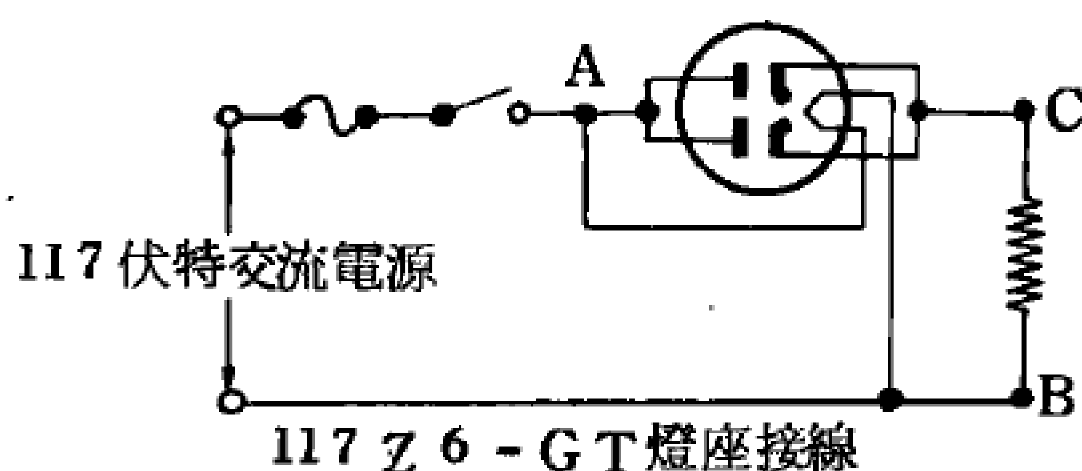


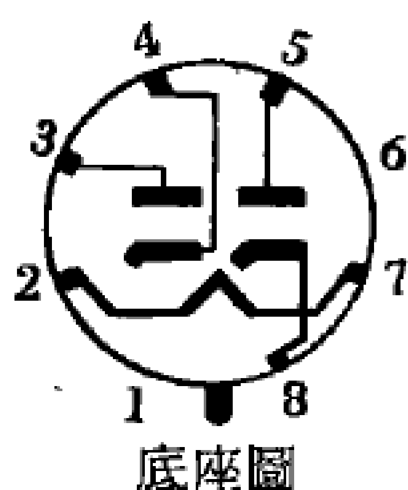
圖 10 — 167

這種收音機是用眞空管代替鑛石作檢波，電喇叭代替受話器發生聲波。又因發生在天線的射頻振盪電流非常弱，所以用三極管（ *triode* ）或五極管（ *pentode* ）等眞空管放大。

【眞空管電路】（ Vacuum tube circuit ）

在電子電路圖中，眞空管像別的零件一樣用符號來表示，這種符號通常僅指示眞空管的各極在電路中的連接法。圖 10 — 168 所示的電路圖中，117 *Z*6 — *GT* 管的二個屏極和二個陰極都分別連接在一起，形成單獨的一個二極管，其燈座實際接線連接如圖 10 — 168 所示





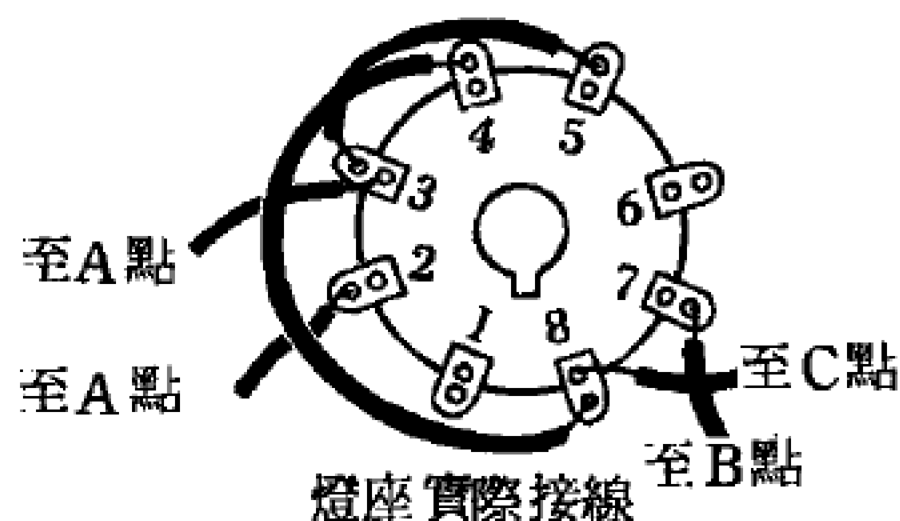


圖 10 — 168

。

在電路中代表眞空管的方法很多，有時眞空管的符號除各極外亦將燈腳號數記上，如圖 10 — 169 。

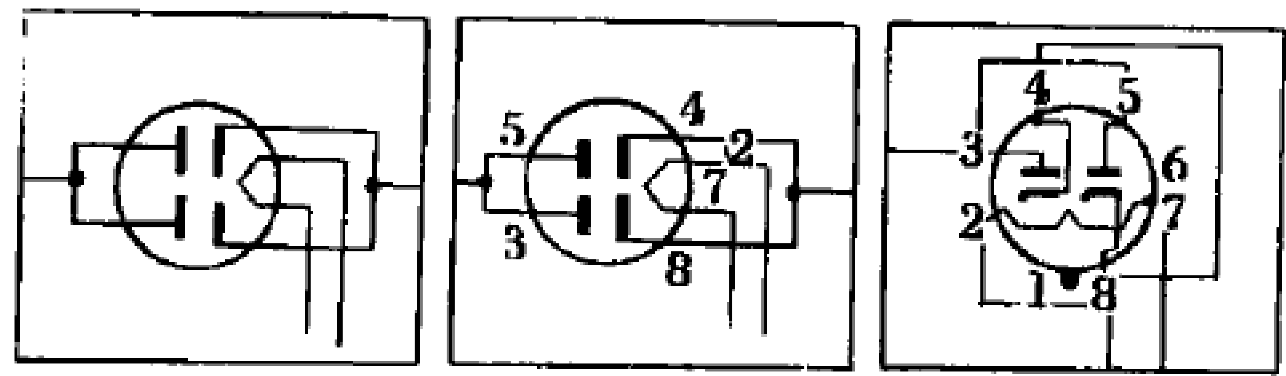


圖 10 — 169　電路中眞空管的幾種表示方法

【眞空管整流器電路】(Vacuum tube rectifier circuit)

一個二極眞空管和交流電壓電源相串聯，可將輸入的交流電變成直流電而輸出，如圖 10 — 170 所示。

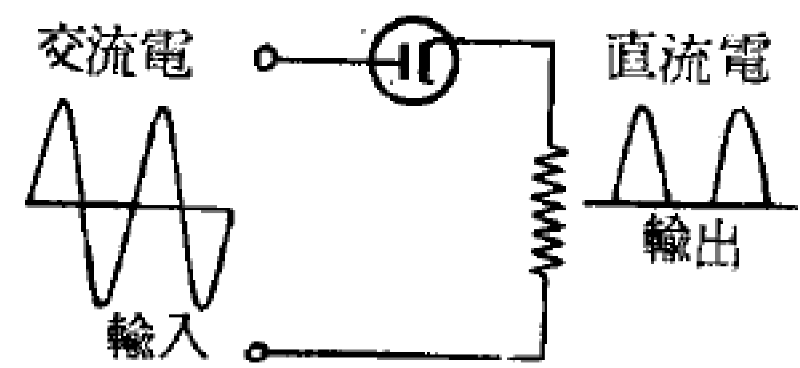


圖 10 — 170

【眞空管燈座】(Vacuum tube socket)

眞空管的底座採用插入式，可插在燈座上。在電子設備中，燈座固定接在電路中，眞空管插入燈座，更換極便，因爲在電子設備中，眞空管之壽命較其他零件爲短，故需便於調換。

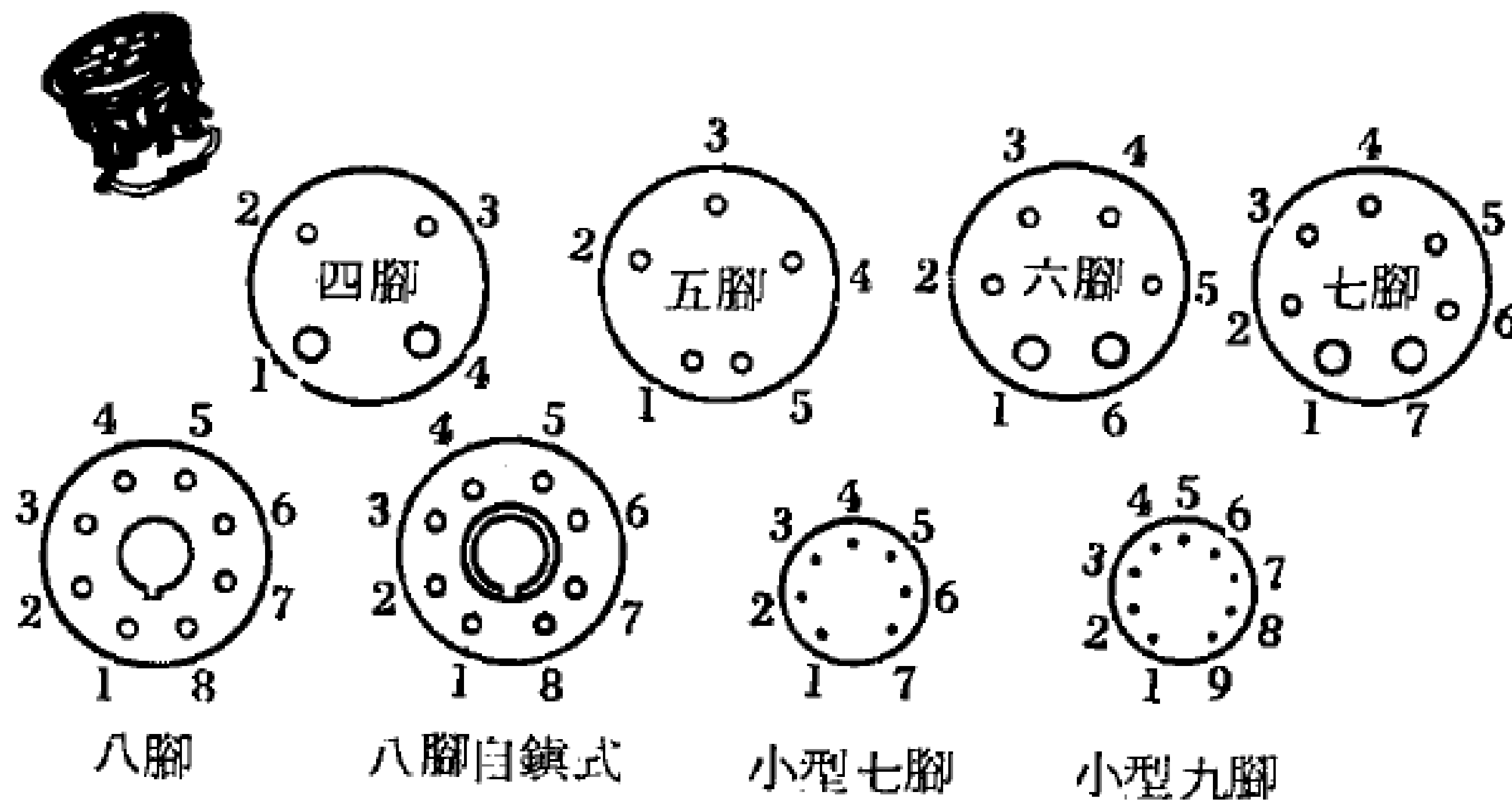


圖 10 — 171　眞空管燈座

眞空管燈座雖然有很多特種類型，但大多數所用者都是八孔燈座，如圖 10 — 171所示。按照所需燈座亦是區分眞空管的方法之一，圖中亦示有燈腳的編號，係對燈座反面所編者，因接線就在這一面連接。

【眞空熱電偶】(Vacuum thermocouple)

安裝在眞空容器內的熱電偶，因爲抽除了空氣，熱電偶就沒有因空

氣導熱而產生的熱損失。由於這個緣故，在其他條件相同的情況下，眞空熱電偶的加熱要比放在空氣中的熱電偶強得多，因而可以發出更大的熱電勢，也就是較爲靈敏。

【眞軌跡角度】(True track angle)

指眞子午線所成眞軌跡角度。

【砝碼】(Weights)

砝碼是大小不等的標準質量，凡是要秤質量的，都與砝碼來比較就可以。目前最常用的砝碼 (如圖 10 — 172)，是由黃銅製成。一盒砝碼中備有 50 公克的一個，20 公克的一個，10公克的兩個，5 公克的一個，2 公克的兩個及 1 公克的一個。並有500公絲的一個，200公絲兩個，100 公絲一個，50 公絲一個，20 公絲兩個，10 公絲兩個。這種配合法是很理想的，因可以配合成從 1 公克，2 公克，……等一直到 100 公克範圍內的任何標準質量。

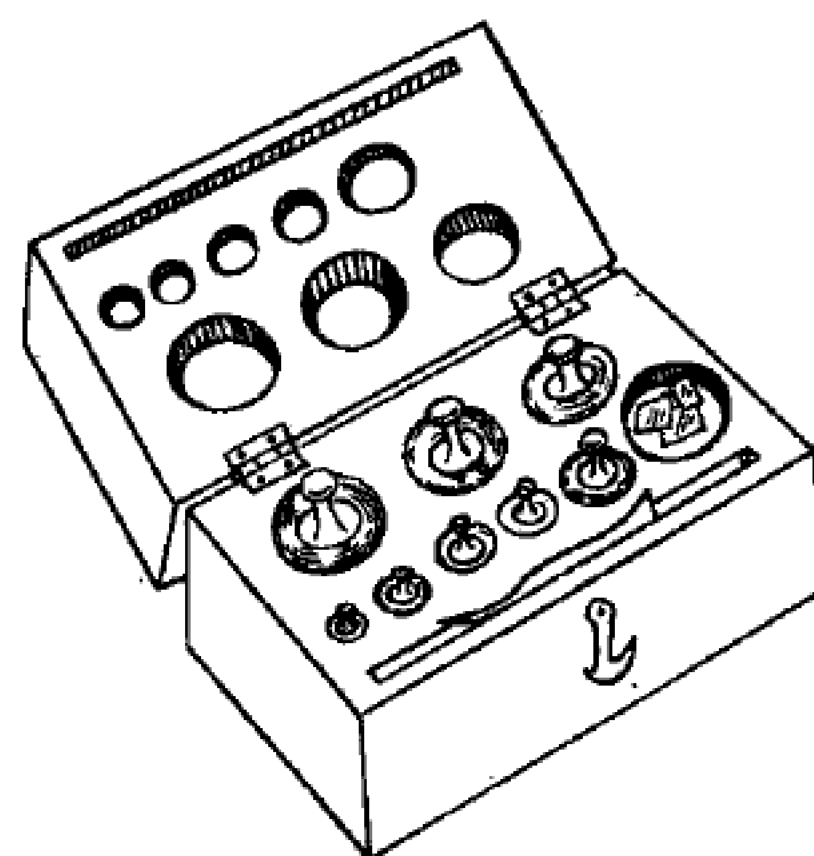


圖 10 — 172

一般規定砝碼的公差如下表所示：

砝　碼　的　公　差

公稱量	100g	50g	20g	10g	5g	2g	1g
公　差	±20mg	±10mg	±60mg	±4mg	±4mg	±2mg	±2mg

公稱量	500mg	200mg	100mg	50mg	20mg	10mg	5mg以下
公　差	±1 mg	±0.5mg	±0.4mg	±0.3mg	±0.2mg	±0.2mg	±0.1mg

【矩陣力學】(Matrix mechanics)

海森堡 (*Heisenberg*)所創用的量子力學方法，係利用矩陣來描述原子中電子的狀態。

【破裂】(Break down)

如加於絕緣體的電壓已超過其耐壓值時，絕緣體即告毀壞。

【破裂電壓】(Breakdown voltage)

能使電容器兩導片間絕緣物破裂之電壓值。

【破裂聲】(Blasting)

揚聲器或放大器過荷所做成失真暴響。

【破壞性干涉】(Destructive interference)

干涉波的振幅比原來的為小，稱為破壞性干涉。

參閱“建設性干涉(*Constructive interference*)”條。

【粉末法】(Powder method)

用細粉末狀的樣品作 X 射線繞射實驗，以所得繞射圖案分析晶體結構的方法稱為粉末法。粉末狀樣品中晶體的方向分佈幾乎是連續的，從各個晶體折射的光線恰好使與入射光成 θ 角度，並符合布勒格方程式(*Bragg equation*)：

$$n\lambda = 2d\sin\theta$$

式中 d 為平面的間隔，λ 為 X 光的波長，n 為整數。這種方法的優點是不需要用單晶體。

【粉末鐵芯】(Powdered iron-core)

由磁性物質微粒鐵粉，用模型壓成，其粉末是互相絕緣的，目的在減少渦流損失。

【紋波】(Ripple)

直流電機或整流器輸出之交流成分。

【紋波百分率】(Ripple percent)

紋波電壓對整流管輸出電壓平均值之比值。紋波百分率越低，越接近穩定的純直流。

【紋波電流】(Ripple current)

單向脈動直流之交流成分。

【紋波頻率】(Ripple frequency)

整流器輸出之紋波電流頻率。

【紋波濾波器】(Ripple filter)

將單向脈動電流的脈動成分濾去的電子元件。

【級】(Stage)

電路上包括一管或多管及其附件，但只有一個輸入及一個輸出者。

【級間耦合】(Interstage coupling)

級與級間分直接耦合、電阻電容、阻抗、變壓器及鏈耦合等。

【級間變壓器】(Interstage transformer)

用來將前面一隻電子管屏極電路的電壓傳送給下一個電子管柵極的變壓器。隨著放大器任務的不同，採用有不帶芯子的或帶導磁介質芯子的高頻變壓器和帶鐵芯的低頻變壓器。

【級聯】(Cascade)

級聯是一種把許多單元的同位素分離設備連接使用的排列物法，通常一個單元的設備或方法僅能分離出少量的同位素，但如果將許多單元連接使用，則其效果可增加數倍，而可分離出相當多數量的同位素。如氣體擴散法中把各單元之障壁級聯使用即爲一例。

【級聯加速器】(Tandem accelerator)

級聯加速器開始用於 1954 年，相當於串聯在一起的兩個范氏加速器(*Van de Graaff accelerator*)，使帶電粒子分二次加速。例如加速質子，可先加一電子於氫原子使其成爲帶負電的離子，如圖 10 — 173 所示，從負離子源產生帶負電的離子，使其由低電壓端加速至正

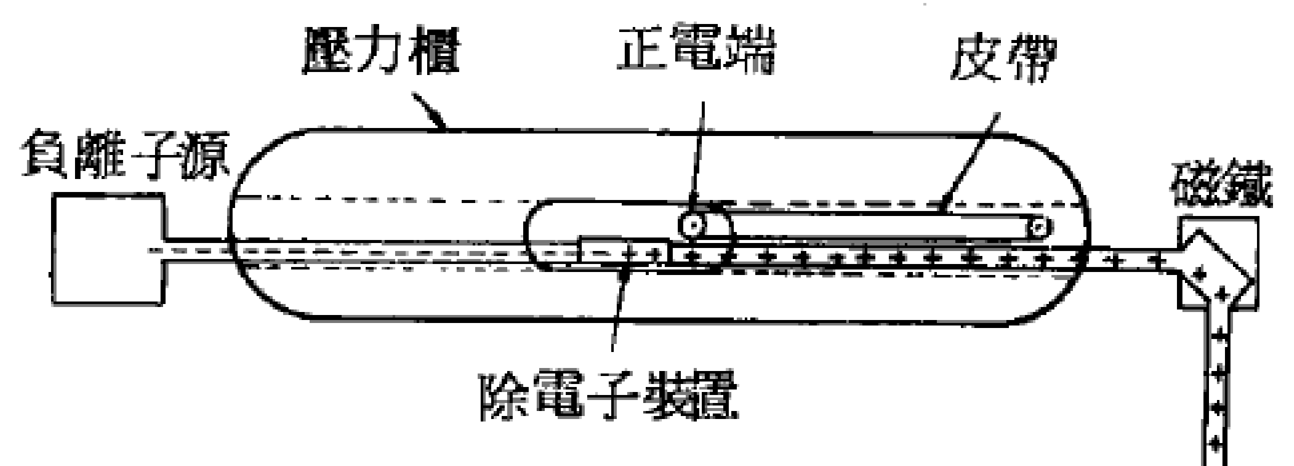


圖 10 — 173

高電壓端，此時離子經一次加速而增大能量。然後在正高電壓端除電子裝置處移去離子內兩個電子，使其成為帶正電的質子，再經加速管又加速至負電壓端。如第一次加速的能量為 6 *MeV* ，二次加速後可得能量為 12 *MeV* 。加速後的質子射束經磁鐵轉向卽可供誘發原子核反應之用。最初的級聯加速器比普通范氏加速器產生粒子的能量大一倍，現在級聯加速器有三段式者，可加速能量達 30 *MeV* 。

【級聯放大器】(Cascade amplifier)

當數個放大器串接在一起，就稱為級聯放大器，其中任何一級的輸出，就是其次級的輸入。在級聯放大器最初數級的主要目的是電壓放大，而在最後數級的目的是功率放大，因此可利用高輸出功率以推動耳機、揚聲器及其他能量輸出的器材。

【級聯銀幕】(Cascade screens)

在一個銀幕上塗上另一個銀幕，可使光點在銀幕上獲得較大的持續性。陰極射線管需要一個長持久性銀幕時採用之。

【紙捲鐵粉芯】(Ferrocart)

這是一種磁性材料，用非常細的鐵粉 (直徑為 0.01～0.02 毫米) 作成，鐵粉之間用洋漆絕緣，塗敷於互相壓緊在一塊的薄紙層上。紙捲鐵粉芯用來製造高頻廻路內的線圈鐵芯。由於價格昂貴，沒有獲得普遍的應用。

【紙質電容器】(Paper capacitor)

以紙為介質的電容器，價值最低廉，但漏電頗大。其構造如圖 10－174 ，將兩條飽浸石蠟的紙帶與兩條薄金屬帶相間的疊在一起，然後捲成如圖所示的形狀，此等電容器的片距約為 0.02 毫米。

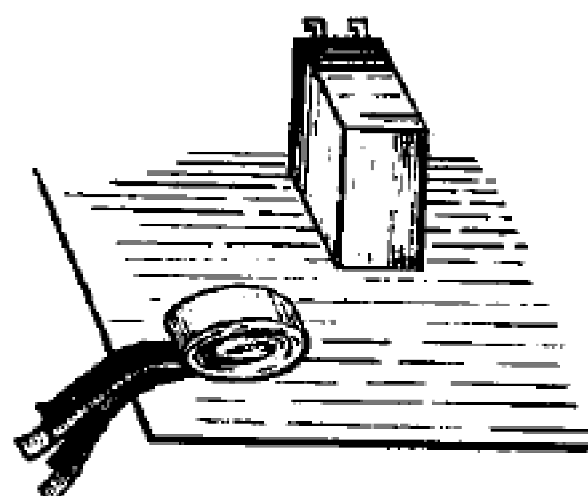


圖 10－174　紙質電容器

【純物質】(Pure substance)

均勻而具同一性質的物質稱爲純物質。

【純金屬】(Perfect metal)

無雜質的金屬。

【純音】(Simple tone)

無諧波的單音。

【純量】(Scalar)

一個量若只須考慮其大小，而不必計較方向者便是純量。純量在任何坐標系中之值均相同。

但若一個量只須考慮其大小，卻在由右手坐標變成左手坐標時（或反之）易號，則稱爲準純量。例如，一極向量和一準向量的純量積便是準純量。

【純量位】(Scalar potential)

純量位是一位置與時間的單值函數，其定義爲

$$\phi(r,t)=-\int_{r_0}^{r}\vec{F}(\vec{r},t)\cdot d\vec{s}$$

式中 $\vec{r}$ 是位置向量，$\vec{r}_0$ 是任意參考點的位置向量， t 是時間，$d\vec{s}$ 是極微量的向量位移，$\vec{F}(\vec{r},t)$ 是一向量場。

ϕ 需要單值，因此在任何地方

$$\nabla\times\vec{F}(\vec{r},t)\equiv 0$$

反之，由此旋度（ *curl* ）條件可證得單值的要求。

如果向量場與時間無關，則 $\vec{F}(\vec{r})=-\nabla\phi(\vec{r})$。

兩種與時間無關的場是：

1. 靜電場（ *electrostatic field* ）——其中 $\phi(r)$ 是在 r 對 r_0 處的電位。

2. 力場（ *field of force* ）——其中 $\phi(r)$ 是 r 對 r_0 的相對位能。

時變場如電磁場，其 $\phi(r,t)$ 是與磁向量位聯合方能決定場性的

電磁純量位。

【純量場】(Scalar field)

詳閱“場(*Field*)”條。

【純量積】(Scalar product)

兩向量間的一種運算，其結果爲一純量；定義爲

$$\vec{A}\cdot\vec{B}=AB\cos\theta \quad (\theta\text{ 爲 }\vec{A},\vec{B}\text{ 間之夾角})$$

用向量分量表示各向量，則上式可寫爲

$$\vec{A}\cdot\vec{B}=A_1B_1+A_2B_2+A_3B_3$$

純量積是可分配、可交換的。

【紊亂反射】(Irregular reflection)

非平坦面或粗糙面的反射，自巨觀(*macroscopic*)論，光線的反射並未遵從反射定律，就微觀(*microscopic*)論則遵從反射定律。暗室中能看見壁上小孔射入的光束，乃因空氣塵埃的紊亂反射所致。

【索第】(Frederick Soddy 1877—1956)

1877 年出生於英國東海海岸的伊斯特本，是一位倫敦實業家七個兒子中排行最小者。曾爲牛津大學的無機化學和物理化學教授。他曾對放射性物質蛻變後的最終產物做了一個預測。索第利用它們的化性證實它們大概只能分類成十種物質，其餘的都可被稱爲某某元素的同位素(到 1913 年止，約有 40 種以上的放射性物質已被發現)。在 1921年獲得諾貝爾化學獎。

【翁沙傑電介質理論】(Onsager theory of dielectrics)

$$E_{loc}=\frac{3\epsilon}{2\epsilon+1}E_0$$

其中E_{loc} 代表局部場，ϵ 是介電常數，E_0 是外加電場。

【翁奈士】(Heike Kamerlingh Onnes 1853—1926)

荷蘭物理學家。1853 年九月二十一日生於格羅寧根(*Groningen*

），即在當地大學攻讀數學及物理學。1871 年赴海德堡大學受業於本生（*Bunsen*）及克希何夫（*Kirchhoff*），後返原出生地，於 1879 年獲得物理學和數學博士學位，1882 年任來登大學實驗物理學教授。建成最有名的低溫實驗所，因受范得瓦（*Van der Waal*）的刺激，對於狀態方程式及流體的熱力學通性頗感興趣，於是就開始了他的大規模的實驗工作，對於溫度及壓力兩方面所涉及的範圍都很廣泛，他在這一方面眞可稱爲實驗物理學的泰斗。1908 年他成功了氦的液化工作，但還不能使其固化，後者還是他的繼起者基松（*Keesom*）爲之完成的。翁奈士曾求出不少的氣體和混合氣體在低溫時的等溫線。對於光學、磁學和磁光學等也都有相當的研究。對於鎳、錳等鐵合金受低溫的影響，也有很重要的研究。他又發現水銀、錫及鉛等金屬在極低溫度時顯示超導性（*superconductivity*），即當溫度降到某臨界溫度時，這些導電體的電阻突然降到 0。除 1913 年獲諾貝爾物理學獎之外，尙有不少的榮譽。1926 年二月二十一日逝於來登。

【翁奈士發現】（Onnes discovery）

1911 年當翁奈士利用液態氦，在絕對零度附近研究時，發現汞的電阻，在幾近 4 °*K* 時突然變爲 0，這種突然躍遷成超導態的現象，可從圖10—175 表明。

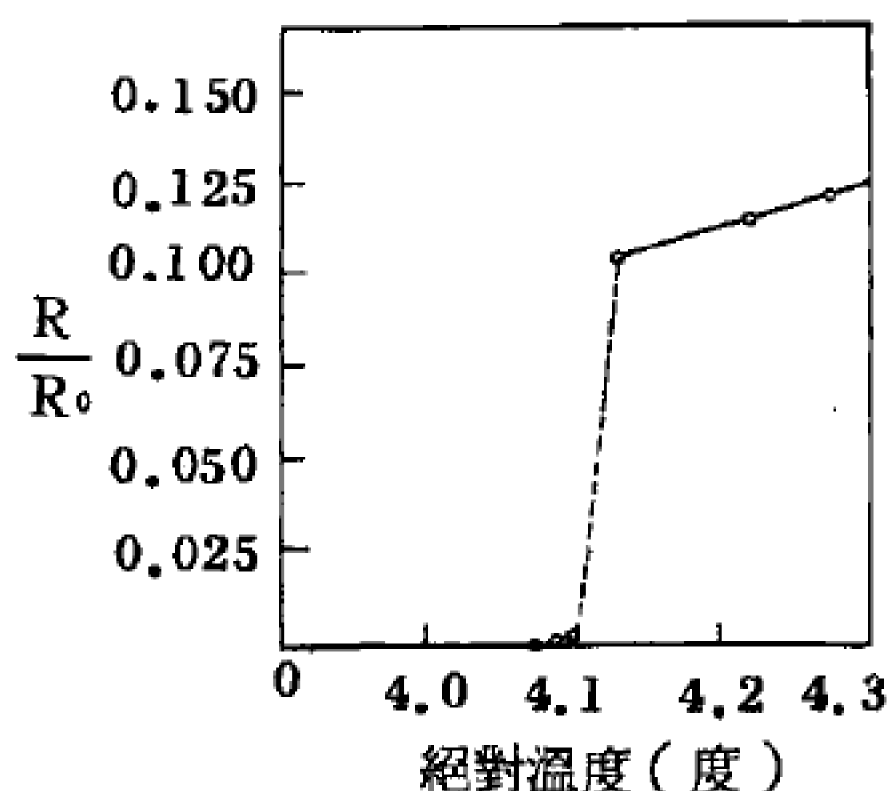


圖10—175 汞躍遷成超導態

由於翁奈士的發現，很多元素都一一被試驗過。金屬如鎂、鍺、鉍、銅、銀、金直到 0.05 °*K*，仍然沒有超導的現象。某些合金能表現超導電性（*superconductivity*），經常是成分裏含有超導的物質，而且仍維持它的晶體結構。但是像合金 Au_2Bi 雖然沒有超導體的成分，在 1.83 °*K* 時，卻是超導體。

金屬呈超導態時，最令人驚異的特性是電阻極小。室溫時在簡單的 LR 廻路裏，電流強度降成初值的 $1/e$，需要 $L/R\sim 10^{-5}$ 秒，但超導態的電流，在一小時內只降五萬分之一。利用最靈敏的探測方法，發現超導體的電阻低於 10^{-20} 歐姆－厘米，這樣小的電阻不論在實用上或理論上都可視爲 0，超導體的電流甚至高到 370安培也不會產生顯著的熱量。

【耗乏鈾】(Depleted uranium)

含鈾－235 少於 0.7 %的鈾稱爲耗乏鈾（天然鈾含鈾－235 0.7 %，鈾－238 99.3 %）。可由用過的燃料元件取得，或是由鈾同位素分離時之副產尾渣或殘渣中取得。

【耗乏燃料】(Depleted fuel ; Spent fuel)

已經被照射至（已用至）不能再有效的維持連鎖反應的核反應器燃料。

【耗散過程】(Dissipative process)

當摩擦、攪動黏滯性的液體及電流通過電線等等的過程，都是使機械能（或電能）變爲熱能。而相反的過程，則因違反熱力學第二定律而不可能，這些過程稱爲耗散過程。這也是自然現象不可逆的一個因素。

【脈高分析儀】(Pulse-height analyzer)

原子核物理實驗研究用之探測器，所探測到的多半形成電脈波（*pulse*），其高度隨著入射至探測器的能量而變。脈高分析儀爲可將不同能量的電脈波按照其高度作有系統的分類，經分析後並可得到能譜（*energy spectrum*）。脈高分析儀可分爲單頻路脈高分析儀（*single-channel pulse-height analyzer*）及多頻路脈高分析儀（*multi-channel pulse-height analyzer*）；前者僅適用於分析某一定小能量範圍內的脈波，後者則可應用於廣大的能量範圍，並可依頻路數分析許多各不相同能量的脈波。現代化的脈高分析儀，常用者爲 4,960頻路脈

高分析儀，其主要組成有兩部分，一爲小型電子計算器記憶（*computer memory*），另一爲類比計數器（*analog to digital counter*），後者將脈波高度改變爲與高度成整數比例的訊號，再經電子計算器記憶，作進一步的分析。脈高分析儀的用途相當廣，不僅用於原子核物理實驗研究'，在其他物理、化學、太空及生物上，甚至在醫學腦波等研究上也有廣泛的用途。

【脈動】（Pulsation）

短時間的片段而不連續的波動稱爲脈動。

【脈動直流】（Pulsating direct current）

含有交流成分的單向電流。

【脈動時間】（Pulsating duration）

每個脈衝信號所用去的時間。

【脈動電流】（Pulsating current）

方向恆定而大小在變化著的電流（例如電機或整流器就送出這樣的電流）。脈動電流中包含有直流分量和交流分量。爲了將脈動電流變成大小也是恆定的電流，便需要將其中的直流分量分離出來，而將交流分量加以阻止。用來完成這項工作的是平滑濾波器。

【脈動電壓】（Pulsating voltage）

即整流後未經濾波之電壓。

【脈搏槌】（Pulse hammer）

乙醚和酒精蒸氣壓力雖在溫度發生輕微變動時，也會顯出相當大的差別。所謂脈搏槌，就是根據這一現象而設計的。脈搏槌（如圖10—176）是用一根管子連通的兩個眞空球，球中盛有一部分染色的酒精或乙醚。乙醚蒸氣的飽和壓力在20°C時爲440毫米，但在手掌溫度下則會高至800毫米左右。

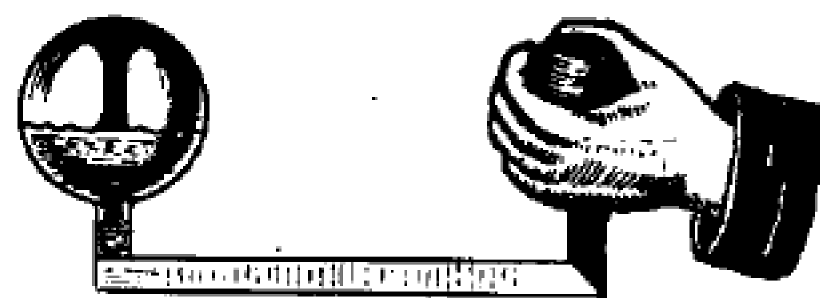


圖10—176　脈搏槌

所以當我們用手掌握住其中的一球時，此球中所產生之乙醚蒸氣壓力便會高出另一球甚多。由於此超壓，蒸氣遂由右邊穿經管子進入左邊的球中，造成乙醚噴泉的現象。此項儀器雖在市場上稱爲脈搏槌球，但和人體的脈搏或疾病之診斷均無連帶關係。

【脈衝】(Pulse)

脈衝是一種非正弦波的突然變化電壓或電流波形，非常容易被放大器造成失眞。放大器之輸入信號如爲脈衝或方波，則其頻率響應由其瞬間響應及頻帶寬來決定。

【脈衝比度】(Specific impulse)

任何火箭的效率可用脈衝比度(*Is*) 來表示，它是火箭推進速度和燃料消耗率之比，當一團熱氣體在火箭噴口(*nozzle*)中擴散時：

$$Is = 常數 \times \sqrt{T/MW}$$

此處 T 是氣體的溫度，MW 是氣體的分子量。

氫氣有最小的分子量，因此當它在核子火箭反應器中被加熱時，將產生最大的脈衝比度。爲了提高脈衝比度，將反應器的溫度盡可能提高也是一種很好的辦法。但是很不幸大部分構造材料在熔融之前，其強度會隨溫度的上升而減小。

【脈衝反應器】(Pulsed reactor)

脈衝反應器(如圖 10—177)，是一種研究用的反應器，它能重複地產生短暫的、很強的脈衝式的功率和輻射。在每一個脈衝時，中子通率比穩定時要高出很多。

脈衝反應器之動力能很快的升高然後很快的降下，其與當時在核心中的中子數目成正比。

脈衝反應器所以有用，因爲它對精密的控制以及輻射劑量狀況可以產生“中子開關”(*neutronic-shutter*)的作用。一個單獨的脈衝能產生短壽命的同位素(半衰期小於 30 秒) 35 倍於在一般動力下連續照

射達飽和狀況時所產生的同位素。

第一座脈衝反應器是用來實驗在動力很快變化的情況下對反應器設計的種種效應。這個實驗的價值在確保反應器設計的安全性，同時也可以得到設計這種新類型的反應器所需要的一些知識。

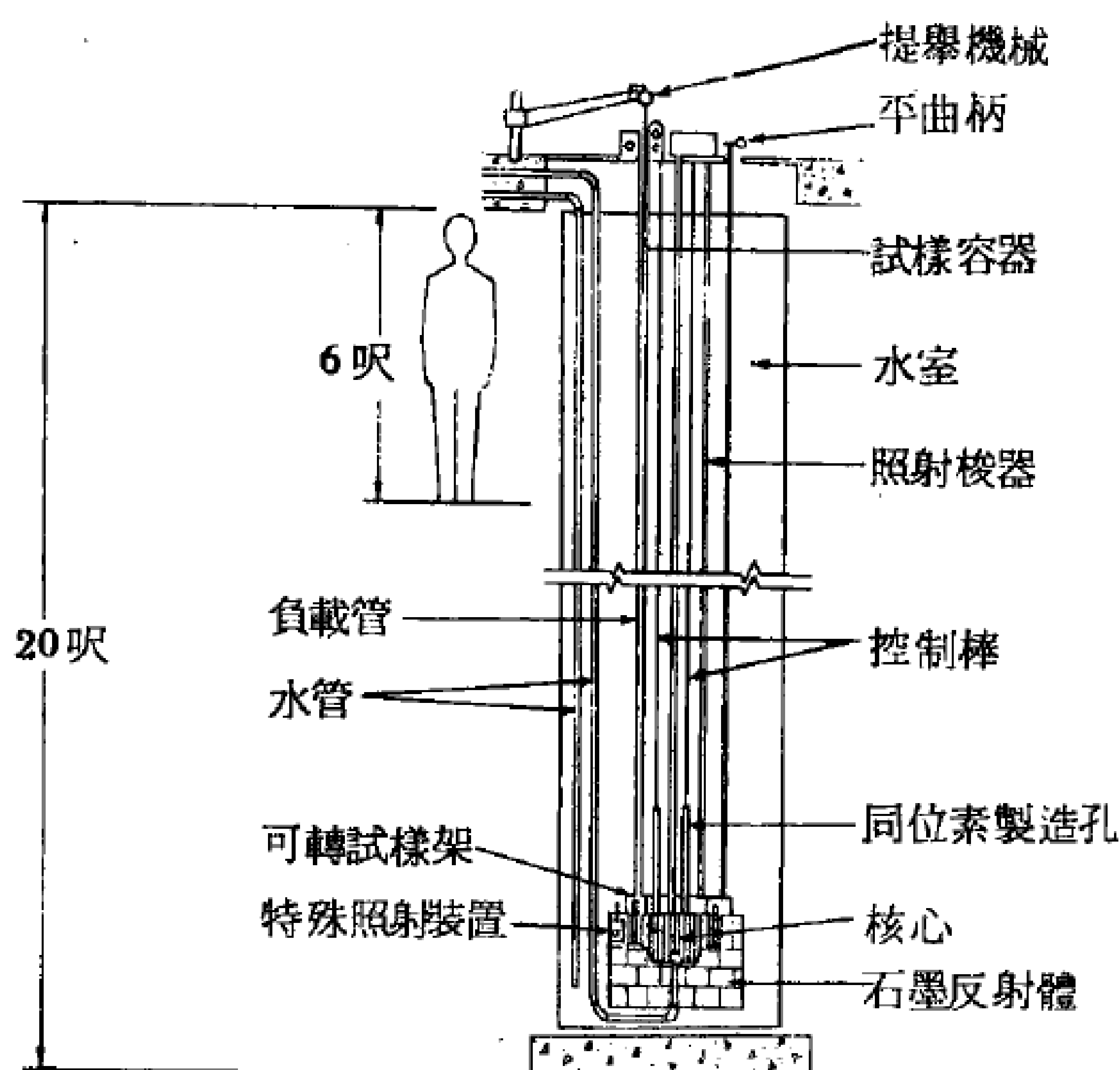


圖 10 — 177　脈衝反應器簡圖

有些反應器可以兼用於脈衝及穩定操作。譬如*TRIGA* 系反應器，它的燃料是用濃化鈾及氫化鋯混成合金製成。在這固體燃料中，氫化鋯中的氫原子可做為中子的緩速劑。因為燃料與緩速劑在燃料中連接如此密切，當動力脈衝（ *power pulse* ）產生的時候， 隨之而產生的熱量留在燃料與緩速劑中，因此緩速劑的溫度升高得像燃料一樣快。這產生了一個自動調整的功用，它可以使脈衝在一產生就很快的關閉。

緩速劑的功用是使從燃料核分裂時放出的快中子速度減低；使這些中子的速度低到易於再產生其他的核分裂以維持連鎖反應的程度。但是這個速度並不是一個固定的值，而是隨燃料的溫度而增加的。一個能產生核分裂的慢中子，我們也說它是“熱”中子，因為它的速度與緩速劑的熱能或動能是在平衡狀態的。

但是在鈾-鋯-氫（ *U-Zr-H* ）反應器，用做緩速劑的氫化物的溫度與燃料同時升高。所以當動力升高的時候，緩速劑分子的平均動能

也同時加大，變得比放出來的中子的動能還大。

因此，雖然動力升高，放出來的中子加多，卻不能使這些中子的速度降低到足以產生新的分裂的程度。再分裂的數目減少了，因分裂而產生的中子也少了。這樣可以不致使中子越來越多，反而能使反應器很快停止運轉。這種反應器與其他一些具有同樣性的反應器，我們說它們有瞬時負溫度係數（*prompt negative-temperature coefficient*），這表示它們能永久在安全狀態之下。動力意外地升高到無法控制的情況永不會發生。此外，當鈾－鋯－氫的溫度升高的時候，圍繞在核心四周的水溫度也升高，同時膨脹，一部分被迫遠離核心，留下來繼續使中子減速的水，也因為溫度升高的關係，中子撞擊到水中的原子所轉移能量較以前為少。這兩種效應使得中子難於減速。

在鈾－鋯－氫燃料中，鈾的 80％是鈾－238（^{238}U），它不能分裂，並且具有吸收不同速度的中子而不發生分裂的內在性質。有8種能量的中子被吸收的可能性最大，也就是鈾－238 有 8 個尖峯吸收能階，當溫度升高時，尖峯加寬，被吸收的中子也加多。

當一個脈衝發生時，所有這些因溫度升高而發生的效應幾乎立即使動力停止升高。其動力以數百熱仟瓦的穩定速率輸出，不包括隨後的脈衝。燃料元素有很高的熱容量，能夠慢慢地把脈衝產生的熱量（熱能）傳導到冷卻水中之不致發生突然放出蒸氣的現象。幾分鐘以後反應器又能夠再來一次脈衝，如果需要的話一個鐘頭可以來上 10 次。

【脈衝放大器】（Pulse amplifier）

合併適當的脈波形特性，專為放大輻射偵檢器之間歇信號而設計的一種放大器。

【脈衝高度】（Pulse height）

測量由偵檢器所輸出的脈衝強度或信號振幅之大小，以伏特量度。

【脈衝高度分析器】（Pulse height analyser）

根據脈衝高度或電壓而將其分類及記錄的一種電子線路裝置。

【脈衝高度選擇器】(Pulse height selector)

一種特別的線路裝置，用以只能使具有某一範圍振幅的脈衝電壓通過。

【脈衝振盪】(Oscillating impulse)

有週期性的短期脈衝電壓或電流。

【脈衝組】(Serrated pulse)

大脈衝中含有許多小脈衝，電視垂直同期脈衝信號中，是由一連串水平脈衝所組成。

【脈衝產生器】(Impulse generator)

產生脈衝高壓的一種裝置。所謂脈衝電壓是在很短的時間間隔內發生作用的電壓，而相鄰的兩個發生作用的時間間隔間有很長的中斷時間。脈衝發生器用在脈衝發射機內作爲振盪電子管的屏極電源，因此它通常不僅要供給高的電壓，而且還要在脈衝期內發出大的功率。發射機在脈衝時間所耗用的功率(瞬時功率)常常達到數千個仟瓦。因爲脈衝的持續時間比脈衝間隔的時間要小得多，所以脈衝產生器所應發出的平均功率通常並不很大。

【脈衝發射機】(Impulse transmitter)

產生脈衝輻射的發射機。爲了產生脈衝輻射，通常在振盪管的屏極上不是全部時間都加上高壓，而只在一個個短暫的時間中以單獨脈衝的形式將高壓加上去。這個脈衝調制過程與普通的幅度調制相似，不過脈衝調制這個術語通常卻是另一種意思。在脈衝發射機裏，用來供給電子管屏極電源的不是普通的整流器，而是專門的脈衝產生器。

【脈衝電流】(Pulse current)

是一種時間短而強度大的電流，在雷達和自動控制設備中都需要這樣的電流來工作。

【脈衝調制】(Pulse modulation)

在脈衝無線電通信系統中，爲傳送信號而對脈衝發射機進行的調制。和連續發射時的情況一樣，與所傳送信號（電碼、聲音等）相符的調制電壓變化使發送脈衝的性質發生某種變化。除了最簡單的脈衝幅度調制（與連續發射的調幅相似）以外，還應用著一些別的調制方式，例如脈衝的時間位移，卽改變脈衝距離的長度（脈衝本身的寬度不變），脈衝寬度調制等等。利用反應脈衝距離長度或脈衝本身寬度的特殊裝置，可以從脈衝信號內將調制電壓分離出來。脈衝調制在脈衝無線電通信中獲得了廣泛的應用。

【能之散逸】(Dissipation of energy)

太陽及恆星不斷發射能以形成熱和光，這些能使較冷之物體如行星獲得溫暖。

太陽與恆星所發射之能，一經離開本體卽永不重返能源之本體。依此臆測太陽與恆星終有停止發光之一日，科學家無法肯定恆星究竟能繼續多久時間，不過最低限度亦將在數十億年以後才能發生，屆時世界將淪末日，一切均將冷凝固結。

【能之變化】(Transformation of energy)

物體落下而達於地面時，其運動能雖然消失，而同時物體及地面之分子激烈運動而發熱及音，卽由動能變爲熱及音之能。薪炭燃燒時，發生多量之熱及光，卽化學能變爲熱及光之能。又如用藥品製電池使發生電流，是化學之能變爲電能。又如以熱蒸氣運轉機器，是以熱之能變爲器械能。能恆可由一種變爲他種，而其量毫無增減，此種現象謂之能之變化。

能量變化之方式如下表：

能量轉化矩陣

至↓ 由→	電磁能	化學能	核能	熱能	動能	電能	重力位能
電磁能		化學發光（螢火蟲）	γ 反應 ^{60}Co 放射源 原子彈	熱輻射（熱熨斗）	加速帶電粒子（廻旋加速器） 燐光	電磁波輻射（電視發射機） 發電光	未知
化學能	光合作用（植物） 光化學（照相底片）		輻射催化（肼廠） 離子化（雲霧室）	沸水（水／蒸氣） 受熱分解	放射線照射 分解	電解（提鍊鋁）	未知
核能	γ—中子反應（$^{9}Be+\gamma\rightarrow{}^{8}Be+n$）	未知		未知	未知	未知	未知
熱能	陽光吸收物（熱的人行道）	燃燒（火）	核分裂（燃料元件） 核熔合		摩擦（煞車）	電阻發熱（電爐）	未知
動能	輻射計 太陽電池	肌肉	放射性（α粒子） 原子彈	熱膨脹（渦輪） 內燃機		電動機 電伸縮（聲納傳達器）	落體
電能	光電效應（光計） 無線電天線 太陽電池	燃料電池 電池	核電池	熱電 熱離子 熱磁 鐵電	MHD發電機 一般發電		未知
重力位能	未知	未知	未知	未知	上升物（火箭）	未知	

【能帶】(Energy band)

由量子力學 (*Quantum mechanics*) 可知，一隔離的單獨原子，其外圍電子所具之能量，限定在若干能階上，並非連續分佈，即是被量子化的。但如一含有許多原子的系統，例如一晶體時，原子與原子的距離很近，每一原子外圍的電子除了受本身原子核的作用外，與其他原子也會有作用力，於是原來的每一能階受這種影響，就分成許多分佈很密的能階，其數目與整個系統的晶格數目相等。因爲這些能階相隔很近形成帶狀，像是連續分佈，所以稱之爲能帶。如圖 10 — 178 就是銅的能帶。

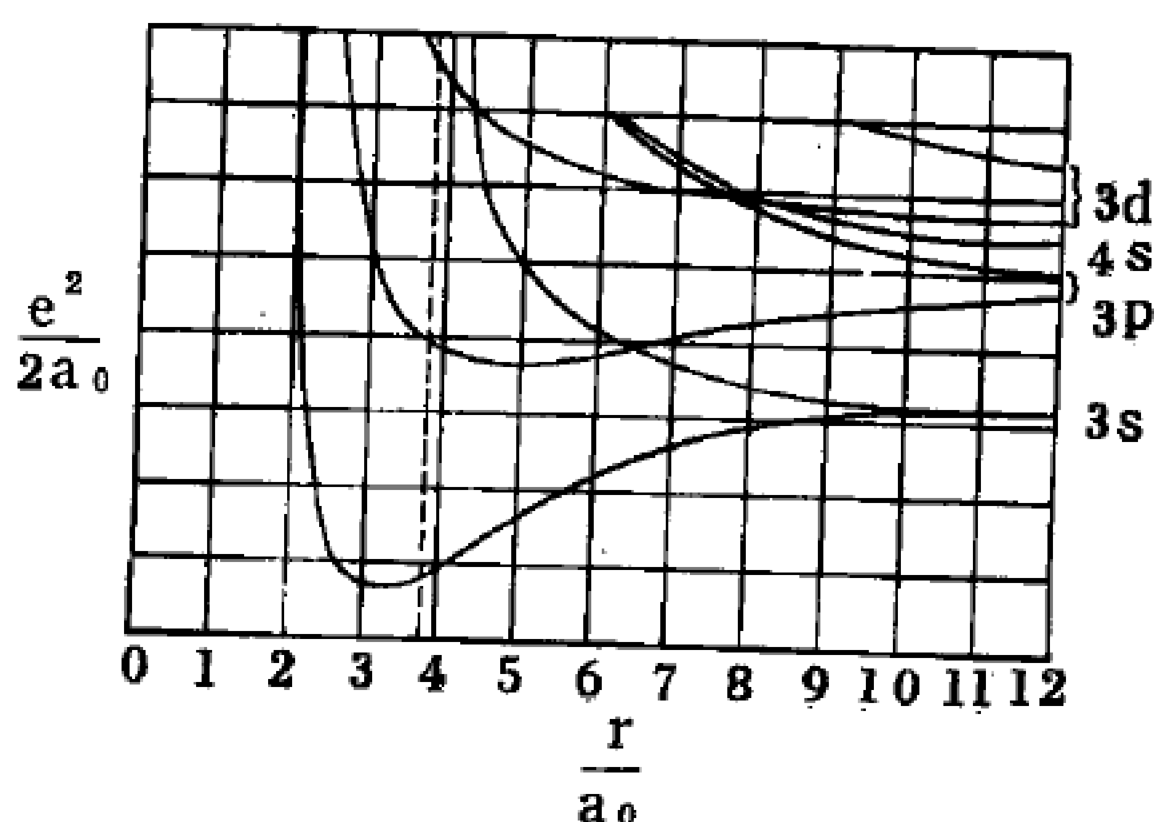


圖 10 — 178

現由另一種方法說明能帶的形成，假設電子在晶體內能自由運動，則其能量爲

$$E=\frac{P^2}{2m}=\frac{\hbar^2K^2}{2m}$$

K是波向量，等於 $2\pi/\lambda$，由德布洛利 (*De Broglie*) 公式：

$$P=h/\lambda=\hbar K$$

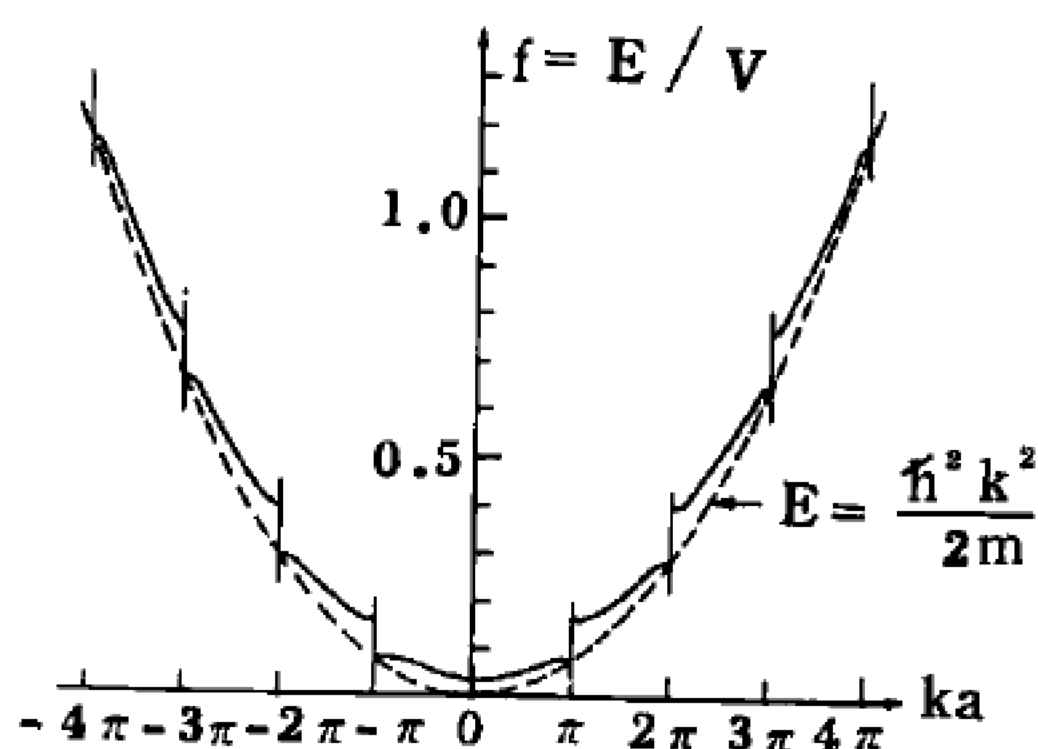


圖 10 — 179

即得上式，由此式可知能量在K空間的圖形是一拋物線 (假設是一維晶體)，其能帶從 0 至∞而不間斷。但若將晶體正離子對電子的作用以微擾 (*perturbation*) 法考慮時，計算結果發現拋物線不再連續，而是一段一段的，因此就形成許多能帶，帶與帶間有能量間隙，如圖 10 — 179 所示

。

用能帶理論可以解釋許多金屬、半導體及絕緣體的性質，玆說明於下：

1. 金屬——金屬元素通常是價電子少而空價軌道多，也就是被電子塡滿的最高能階連著許多未塡滿軌道。就能帶理論而言，這有兩種可能：一是最高被塡能帶僅有部分被塡，另一是能帶互相重疊而造成許多可用軌道，因此電子在金屬中可自由運動，形成導電現象。

2. 絕緣體——此類元素多在週期表的右側，價電子多，空價軌道少，被塡能帶均完全塡滿，其與再高未塡的能帶間有一間隙，在一般的狀態超越此間隙不太可能，所以電子的運動被限制成爲絕緣體。

3. 半導體——此類元素介於金屬與絕緣體之間，其被塡能帶與未被塡能帶的間隙很窄。在常溫下電子可被熱激發至較高之未被塡能帶而有導電現象。

【能通量】(Energy flux)

單位時間內所通過單位面積的能量。

【能階】(Energy level)

能階爲量子力學上最普遍的一種性質，表示能量的不連續性，由低能量的基態自下向上，排列成階梯狀，稱爲能階。

能階起源於波爾(*Bohr*)分析原子光譜後，發現光譜規則性的頻率可由能階的觀念相減而得。以後發現量子力學，由薛丁格方程式(*Schrödinger equation*)的解及邊界條件(*boundary condition*)的性質很自然的得到能階。用量子力學的語言，能階是漢彌頓算符(*Hamiltonian operator*)的本徵值，這種本徵值分爲不連續的和連續的兩種能階。

【能量】(Energy)

物體或力場所具有的作功能力，稱爲該物體或力場之能量，例如推

力、拉力等能力。玆分三方面來說：

1. 一系統的能量爲該系統作功的能力，因而能量被視爲儲於系統內（如電能存於電容器兩板之間，動能爲運動物體所具有者），是該系統達成靜態平衡前所能作的功之極大值。

2. 若涉及電能、機械能以外的能量，則所作之功需由環境與系統本身的物態決定，於是 1. 項的定義便成爲自由能（*free energy*）的定義；總能量則宜定爲：系統達成絕對零度的溫度下之靜態平衡前，所能作的功之極大值。但若該系統具有零點能量（如諧振體的零點能量爲 $\frac{1}{2}h\nu$），則上述定義仍需修正。

3. 在相對論（*relativity theory*）中，能量和質量是相當的，質量爲 m 的物體之總能量爲 mc^2，而 m 則隨速率而異。物體靜止時的質量爲 m_0，則有一對應的靜能量爲 m_0c^2。

由於能量是個守恆的量，所以是一個重要的參數。

【能量不滅定律】（Law of conservation of energy ; Conservation of energy）

即能量守恆定律。

參閱"能量守恆定律（*Law of conservation of energy*）"條。

【能量守恆定律】（Law of conservation of energy）

凡物體所有的能，自一物移至他物，或動能變爲勢能，化學能變爲熱能，稱爲能的變移。但它的總量無增減。不新生亦不消滅，這叫做能量守恆定律，亦即能量不滅定律。

【能量共振】（Energy resonance）

在振盪器的強迫振盪中，當外力頻率等於自然頻率時，即當

$$\omega_f = \omega_0 = \sqrt{k/m}$$

時，振盪器之速度、頻率以及動能之值均爲最大，而此現象被稱爲能量

共振，如圖 10 — 180 所示。因此當所施外力之頻率等於質點不受阻滯作用之**自然**頻率時，便有能量共振之產生。

在共振點時，質點之速度與所施之外力同相。這是將能量轉移給振盪器最有利之條件，因為外力對振盪器做功之速率為 Fv ，而當 F 與 v 同相時此量恆為正值；因此在能量共振點時，外力與振盪器之速度同相，而此一自然頻率之值約為 5×10^{12} 赫茲。

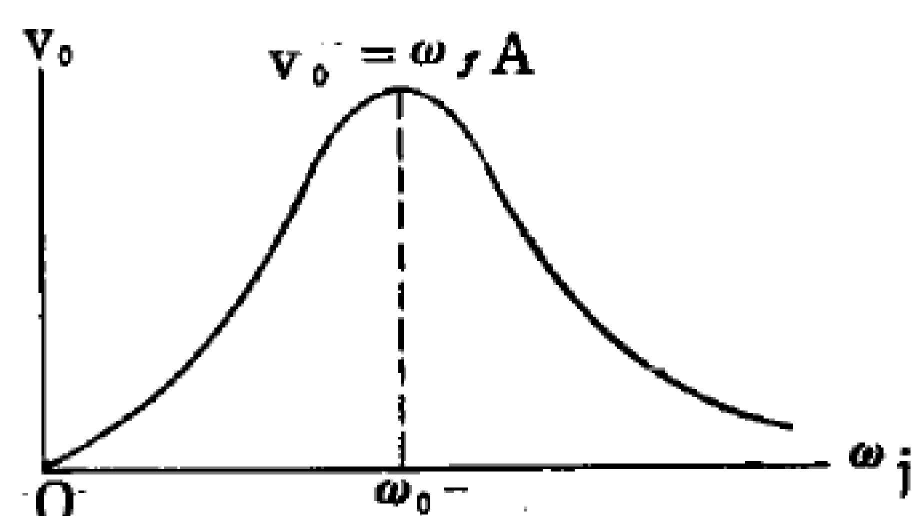


圖 10 — 180
強迫振盪之速度振幅隨外力頻率之改變情形。

參閱"振幅共振（ *Amplitude resonance* ）"條。

【能量曲線】（ Energy curve ）

由連續光譜之強度及波長為對比而調製成之曲線。

【能量均分定律】（ Law of equipartition of energy ）

當一力學系統的總能量 H 可用動量 $p_1, p_2, \cdots$ 及坐標 $q_1, q_2, \cdots$ 表示為

$$H = \sum_i (a_i p_i^2 + b_i q_i^2) \quad (a_i, b_i \text{ 為常數})$$

時，在熱平衡的物系內，各種微觀（ *microscopic* ）狀態的概率分佈平均值，可從古典統計力學證明為

$$\overline{a_i p_i^2} = \frac{1}{2} kT \qquad \overline{b_i q_i^2} = \frac{1}{2} kT$$

此定律稱為能量均分定律。式中 k 為波茲曼常數，T 為絕對溫度。又能量包含坐標、動量自乘形式的項時，例如在理想氣體 $H = \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{2m} (p_{xi}^2 + p_{yi}^2 + p_{zi}^2)$，各項的平均值必等於 $\frac{1}{2} kT$。式中 m 為分子質量，p_{xi}，p_{yi}，p_{zi} 分別為第 i 個分子的 x，y，z 方向動量。

故在溫度 T 的平衡狀態時，各分子的平移能量的平均值等於 $3 \times \frac{1}{2} kT$，即總內能等於 $\frac{3}{2} NkT$，N 為氣體內分子數。因此定容分子熱等

於$\frac{3}{2}R$，R爲氣體常數。作剛體移動的雙原子分子氣體或多原子分子氣體，因再增加轉動的自由度，所以其分子熱分別成爲$\frac{5}{2}R$及$3R$。諧振子因有動能及位能，所以一自由度的平均能量乃等於kT。因此若將固體視爲諧振子的集合體，則總能量平均值等於$3NkT$，N爲原子數，原子熱就等於$3R$，卽杜隆、泊替定律（*Dulong and Petit's law*）。

【能量表象】（Energy representation）

在量子力學中，常將力學變數和物理狀態向量寫成矩陣或函數形式，這種算符或函數的表示法並非惟一者，尙有許多方法定一矩陣和函數的形式，這些表象都可互相變換。其中一種表示法就是能量表象。

設$|k\rangle$爲一向量，是漢彌頓算符（*Hamiltonian operator*）H的一本徵狀態，對應於本徵值（*eigen values*）E_k

$$H|k\rangle=E_k|k\rangle \qquad k=1,2,3,\cdots\cdots$$

則算符Ω的能量表象定義爲$\langle k|\Omega|k'\rangle$，其意義是$\Omega$先對向量$|k'\rangle$運算而成另一向量$\Omega|k'\rangle$，然後$\Omega|k'\rangle$和向量$|k\rangle$的複數共軛向量$\langle k|$作內積，得一純量積，這純量積就是$\Omega$的矩陣能量表象的第$k$列第$k'$行元素。因爲$|k'\rangle$和$|k\rangle$是能階表示的狀態向量，所以$\langle k|\Omega|k'\rangle$爲能量表象的$\Omega$變數之矩陣元素。

各種表象之間的么正變換，可以一使表象變換爲另一表象，例如從$|k\rangle$表象變爲$|\nu\rangle$表象

$$|\nu\rangle=\sum_k\langle k|\nu\rangle|k\rangle$$

或

$$|k\rangle=\sum_\nu\langle\nu|k\rangle|\nu\rangle$$

式中$\langle k|\nu\rangle$爲么正矩陣（*unitary matrix*）的元素。在變換爲$|\nu\rangle$表象時Ω的$|\nu\rangle$表象應爲$\Omega_{(\nu)}$，其矩陣元素爲

$$\langle \nu \mid \Omega_{(\nu)} \mid \nu' \rangle \qquad \nu, \nu' = 1, 2, 3, \cdots$$

Ω與$\Omega_{(\nu)}$的關係為

$$\langle k \mid \Omega \mid k' \rangle = \langle k \mid U^{-1} U \Omega U^{-1} U \mid k' \rangle$$
$$= \langle \nu \mid U \Omega U^{-1} \mid \nu' \rangle$$

上式中應用到的變換是

$$U \mid k' \rangle = \mid \nu' \rangle$$
$$\langle k \mid U^{-1} = \langle \nu \mid$$

由以上各式可知Ω與$\Omega_{(\nu)}$之間的關係為

$$\Omega_{(\nu)} = U \Omega U^{-1}$$

且 $\langle k \mid \Omega \mid k' \rangle = \langle \nu \mid \Omega_{(\nu)} \mid \nu' \rangle$

【能量直線轉移】(Linear energy transfer ; L.E T.)

能量直線轉移是生物材料吸收游離輻射之力的一種度量，亦即每通過單位長度的生物材料所失去的輻射能。通常*L.E.T.*值越高，則此材料的輻射比較生物效應越大。

【能量循環】(Energy cycle)

能量由一種形態轉變成另一種形態的過程；例如由機械能依次轉變成電能、光能、熱能，再回至機械能等。

【能量間隙】(Energy gap)

晶體內電子能量在*K*空間的分佈成帶狀，能帶(*energy band*)與能帶可能重疊，也可能是分開的，分開的空隙就叫做能量間隙。電子的狀態不容許存在於能量間隙內，所以也叫做禁制帶(*forbidden band*)。

用近乎自由電子模型可解釋能量間隙的成因，若晶格常數(*lattice constant*)為a，則反商晶格(*reciprocal lattice*)向量為

$$G = \pm 2n\pi / a$$

n是正整數。由布勒格反射(*Bragg reflection*) 條件可知

$$(\vec{K}+\vec{G})^2=|\vec{K}|^2$$

$\vec{K}$是入射電子波的波向量。若只考慮一維晶體，則

$$K=\pm\frac{1}{2}G=\pm n\pi/a$$

此時由每一原子所反射的波產生相長干涉，因之反射波最強。由入射波和反射波結合，就產生兩種不同的駐波。在 $t=0$ 時，入射波的波動函數是 $e^{i\pi x/a}$，反射波是 $e^{-i\pi x/a}$（現只討論 $n=1$），兩種駐波的波動函數卽爲

$$\psi(+)\propto(e^{\frac{i\pi x}{a}}+e^{-\frac{i\pi x}{a}})=2\cos(\pi x/a)$$

$$\psi(-)\propto(e^{\frac{i\pi x}{a}}-e^{-\frac{i\pi x}{a}})=2i\sin(\pi x/a)$$

由量子力學，概率密度 $\rho=|\psi|^2$

$$|\psi(+)|^2\propto\cos^2(\pi x/a)$$

$$|\psi(-)|^2\propto\sin^2(\pi x/a)$$

所以由這兩種波動函數可以得到兩種不同的電子分佈情形。而兩者均是週期爲 a 的週期函數，前者的極大值恰在每一正離子的位置，後者的極大值卻在正離子與正離子的中間。因正負電荷相距越近能量越低，所以前者的能量較後者爲低。若能量差是 E_g，則在 $K=\pi/a$ 時，就有能量間隙在所得的二解之間。在 n 等於其他整數時，情形亦然。所以當考慮電子在晶體內的布勒格反射，及正離子對它的作用時，其能量隨 K 的分佈不再是連續的，而在 $K=\pm n\pi/a$ 之處有能量間隙存在。

【能量寬度】（Energy width）

除了一運動粒子之位置與其相關的動量間測不準關係 $\Delta x\Delta p\sim h$ 外，尙有時間與能量間之測不準關係，假如我們所量度者不僅是一粒子之能量，尙須量度粒子具有此能量之時間的話，若 Δt 與 ΔE 爲此諸量的不確定，下列關係必須遵守

$$\Delta t\,\Delta E\sim h \qquad (1)$$

欲了解此關係式可循下述方法，若欲定義一粒子通過一指定點之時間，必須以具有甚短持續時間Δt的脈衝或波包（*wave packet*）代表粒子，但建立的如是一脈衝，則須重疊具有不同頻率若干場，而此諸場在以頻率ω爲中心頻率範圍$\Delta\omega$內，方有一可察覺的振幅，理論要求

$$\Delta t \Delta\omega \sim 2\pi$$

以$\hbar$乘上式，並以$E=\hbar\omega$與$2\pi\hbar=h$代入，即求得關係式（1）。

測不準關係式（1）要求吾人修正對穩定態之觀念。茲設一電子，處於一原子中的一激發穩定狀態，經某一時間後，電子發生一輻射躍遷，降至另一低能量的穩定狀態，然而無法確實斷定，電子在躍遷之前，將停留在穩定狀態多久。至多僅能說出電子於單位時間內躍進一低能態之或然率，因此電子在穩定狀態之平均時間，亦稱該狀態之生命期（*lifetime*），具有不確定Δt。因此，電子在穩定狀態之能量不能精確獲知，但具有一不確定ΔE，如是，關係式（1）仍得保持。若一狀態的能量大概是在$E-\frac{1}{2}\Delta E$與$E+\frac{1}{2}\Delta E$界限內，則ΔE常被命名爲該狀態的能量寬度。吾人可假定Δt爲激發態之生命期大小之數量級，如此激發態之生命期越短，狀態能量之不確定就越大。至於基態其生命期爲無限，則有$\Delta t\sim\infty$，此因一系統位於其基態時，不再發生降至更低能量的穩定態之躍遷，這使得$\Delta E=0$以及基態之能量可正確測定。

【能量與軌道運動之關係】（Relation between energy and orbital motion）

質量各爲m與m'的兩質點，對於質點m'較m甚大之情況，可認m'之位置與此體系的質量中心相吻合，故可假定m'於質心坐標中爲靜止者（$v'=0$）；如是在質心坐標中，此系統之能量可以下式表之

$$E=\frac{1}{2}mv^2-\frac{\gamma mm'}{r} \qquad (1)$$

若質點m繞m'行圓周運動，則作用於m之力爲

$$F_N = \frac{mv^2}{r}$$

以重力代替F_N，則有

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{\gamma mm'}{r}$$

此即

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}\frac{\gamma mm'}{r^2}$$

（1）式因而簡化為

$$E = -\frac{\gamma mm'}{2r}$$

並指出總能量為負。對此可提出更普遍的結論，即當設間隔離無窮遠之位能為0時，則一切橢圓束縛軌道具有的總能量均為負（$E<0$）。所謂軌道之束縛性，意即在軌道上任意一點，無足夠動能將此質點帶至無窮遠處，因在此過程中，質點必須變更其動能為位能，用來克服重力吸引。此理甚易理解，因於無窮遠時，（1）式的第二項為0，便得

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

若E為負時方程式顯然不能成立。

但若能量為正（$E>0$），質點可以到達無窮遠，並且還有一些動能殘留。至於無窮遠處之動能，可從（1）式得知，令$r=\infty$，無窮遠處之速度為v_∞，則得

$$E = \frac{1}{2}mv_\infty^2 \quad 或 \quad v_\infty = \sqrt{2E/m} \qquad (2)$$

此結果可釋之如下：設質點m原離m'很遠，而以一被稱為趨近速度（*velocity of approach*）之速度v_∞擲向m'，則其總能量由（2）式所定。當質點m行近m'時，其位能減少（變得更為負），而其動能增加

。質點m位於最接近點（最接近點由質點m之角動量決定）時，待至動能達到其最大值。然後質點開始折返，漸漸失去所獲得之動能，最後於很遠之處，又回復原有之速度v_∞。質點所行軌跡爲一開展曲線，並能證明它爲雙曲線之一支。

總能量爲0時（$E=0$），此一特殊情況殊爲有趣，因依據（2）

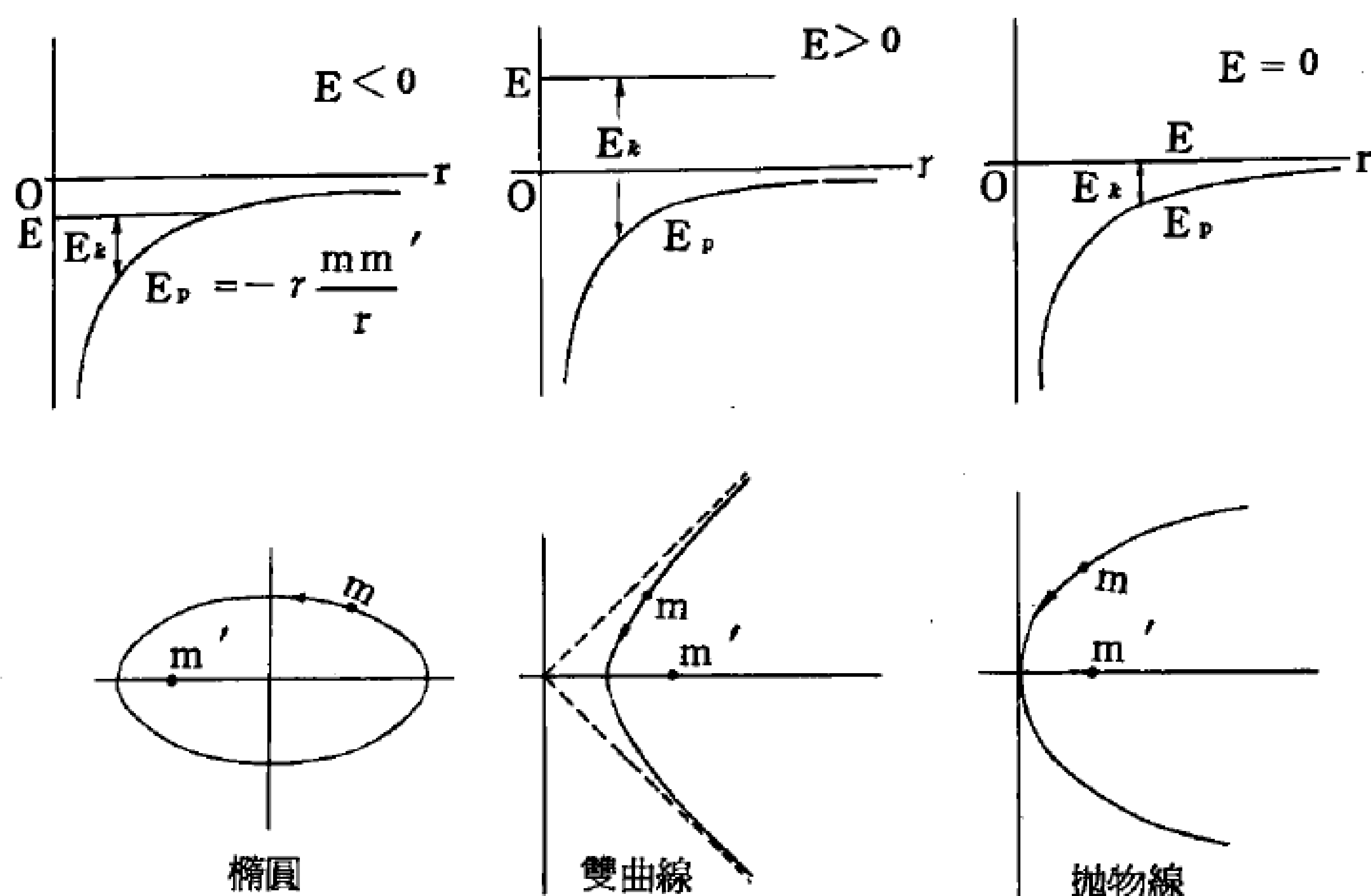


圖 10 — 181
於反平方力作用下，總能量與運動軌跡之關係

式，此質點於無窮遠處必爲靜止（$v_\infty=0$）。軌跡亦爲開展者，但以拋物線代替雙曲線而已。物理上此種情況正如一質點m於距m'一段距離處，以一初速度被釋放者然。而此初速度所構成之動能必須等於其位能。

上述三種可能情況，每一情況之總能量、位能、動能以及其軌跡，如圖10—181所示。

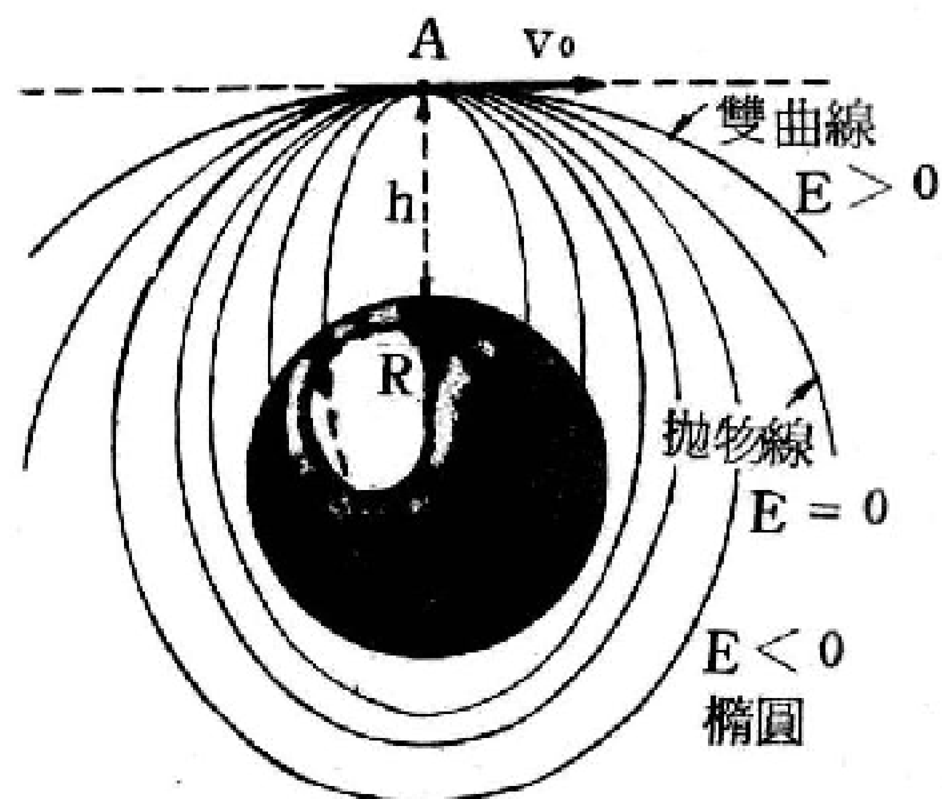


圖 10 — 182
於離地球表面高度h處，以速度v_0水平投出之質點之運動軌跡

若欲置一人造衞星於其軌道上，上述結果十分重要。如圖 10—182，假如自地面發射一人造衞星，當它抵達其最大高度後，此衞星於 A 點接受最後一衝力，產生一水平速度 v_0。衞星在 A 處之總能量爲

$$E = \frac{1}{2}mv_0^2 - \frac{\gamma mM}{R+h}$$

衞星軌道爲一橢圓、抛物線或雙曲線，係依據其能量 E 爲負、零或正而定。在所有情況中，地球之中心位於軌道之一焦點上。若能量太低，則橢圓軌道與地球相交，衞星落回地球，否則，依據其高度 h 與水平速度 v_0 之值，衞星於一封閉軌道上維持運動，或者逃離地球。

同樣的推理亦可應用於像月球一樣的自然衞星。顯然，對於際間的衞星，正能量之軌道爲必要的。一般而言，當人造衞星升空後，需要一些導航機構調整它的途徑。

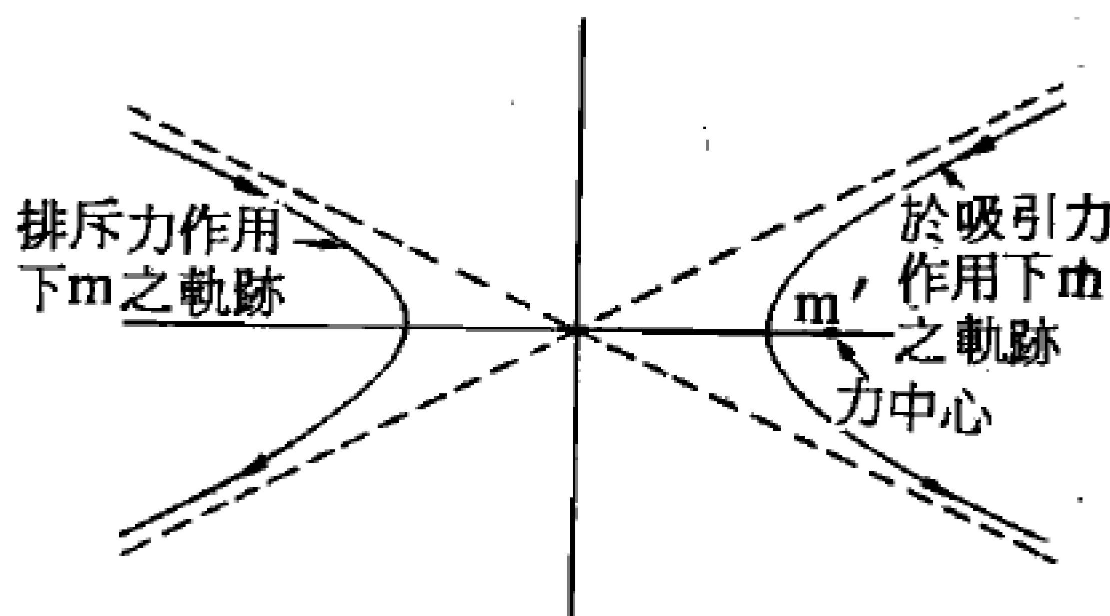


圖10—183
於平方反比吸引力與排斥力作用下之雙曲線軌跡。

吾人必須注意者：一雙曲線具有二支，於一平方反比的吸力作用下，僅有繞著吸引中心的一支被繪出（如圖 10—183 中右支）。若其力爲排斥力者，即

$$F_r = +\frac{C}{r^2} \quad （C 爲定值）$$

其軌道相應於圖 10—183 中之左支。對於排斥力之情況，其位能

$$E_p = +\frac{C}{r}$$

爲正，故總能量

$$E = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{C}{r}$$

恆爲正，以致無束縛軌道。

【能量質量等價】(Energy-mass equivalence)

愛因斯坦公式$E=mc^2$是相對論最基本的結論之一，它除了有很大的物理意義外還有其實用價值。

從二個不同的角度來看，能量與質量代表了一個物體或一群物體的特性之二個物理量。質量是慣性的量度而能量則是一個物體內所含“作功(*work*)”的能力的量度。但$E=mc^2$這個公式卻將這二個性質迥異的東西連在一起。從前認爲毫無關係的，現在卻同時出現。我們無法增加一個物體的能量而不同時增加它的質量，反過來說，一個物體質量的增加必然陪伴著能量的增加。而$E=mc^2$則是一個數學式子用來表示能量與質量間的內涵關係。不過，通常在相對論裏，還是將質量認爲是慣性的量度而能量則是作功的能力。

有時我們將$E=mc^2$誤認爲“它顯示了將能量轉變爲質量或將質量轉變爲能量的可能性”，這是絕對錯誤的。譬如說，若能量眞的能轉變爲質量的話，那麼能量減少時質量就增加，或者更淸楚一點說，質量的形成是由於能量的消耗，但是$E=mc^2$這個公式絕沒有這樣告訴我們！從這個式子所得到的推論是：假如質量增加的話，能量也隨著作相當的增加。這就很確實的指出，你不能消耗能量以製造質量。無論從哲學或是物理學的觀點來看，能量與質量是不能互變的。

但若果眞如此我們又怎能解釋某些核子物理的現象呢？例如一個正電子(*positron*)與一個負電子轉變成γ射線，或是反過來由γ射線轉變爲一個正電子與一個負電子?可以用實驗直接證明，當一個負電子e^-與一個正電子e^+碰撞時，二個粒子同時消失，隨之而出現的是γ射線。這樣的轉變可用下式表之：

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \qquad (1)$$

式中γ這個符號代表γ射線的一個光子(*photon*)，或一個量子(

quantum)。反方向的轉變也早就被物理學家發現了，那就是一個γ射線不見了，隨之而產生的是一對正電子與負電子。這可由下式表示：

$$2\gamma \rightarrow e^- + e^+ \qquad (2)$$

通常將（1）式叫做成對毀滅（*pair annihilation*），（2）式叫做成對產生（*pair production*）。

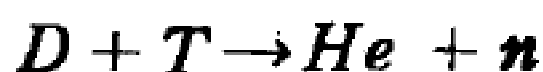
當然，第一個反應的結果是二個質點的消失，但它們並不是消失得毫無痕跡，它們不過是轉變爲另外一種叫γ射線的光子的物質。在這個式子中，能量與質量的守恆定理是滿足了，所產生之光子的質量就等於這一對消失的正電子與負電子的質量，光子的能量也等於這一對粒子的能量，並沒有任何質量（更不要說是物質了）轉變爲能量的事情發生。同樣的第二個反應式中

$$2\gamma \rightarrow e^+ + e^-$$

一種叫電磁波的光子（*the photon of electromagnetic wave*）的物質轉變爲另外一種以正電子與負電子形態出現的物質。在這個例子中，電磁場的質量（光子）轉變爲粒子的質量，而電磁能則轉變爲粒子能，並不是能量轉變爲質量。

質點的質量出現在所有的物理現象中，但它所含的慣性能量卻只有在研究核子物理時才出現。因此，在所有已知的物理現象中，質點通常只被當作是慣性質量的運送者。但和這個相反的，γ射線、光或是其他形式的電磁波卻被當作是能量的運送者，它們隨時可以把這些能量轉變爲別種形態。而電磁波的質量是如此地小與集中，只有很精確的實驗才能量到，在一間很光亮的房間裏所含光的全部質量只有一個原子那麼重。這就是我們說光子的時候著重它們的能量，而說質點時則考慮它們的質量之緣故。

我們再看一個氫彈中的熱核子反應（*thermo-nuclear reaction*），這種反應將來也可以用在熱核發電上



$$D + T \rightarrow He + n$$

式中D代表重氫（*deuterium*），T代表氚（*tritium*），He代表氦（*helium*），n代表中子（*neutron*）。從元素表上找到它們的質量（原子單位），然後再平衡一下：

$$\begin{array}{lll} D \quad + \quad T & \longrightarrow & He \quad + \quad n \\ 2.015 + 3.016 & & 4.003 + 1.009 \\ = 5.031 & & = 5.012 \end{array}$$

它們的質量並不平衡，它們的差 0.019 原子質量單位（*atomic mass unit*）叫做質量欠缺（*mass defect*）。在這個反應中的質量欠缺轉變爲能量，這種說法是不太正確的。我們從元素表上找到的是靜止質量，但這個核子反應所產生的粒子卻不是靜止的，而是以高速運動的，它們的速度高到使它們的相對性質量與靜止質量有著很大的區別。最後當這些高速運動的粒子放出動能而至靜止，動能則被附近的物質吸收了。當它們靜止後再量它們的質量的確是小於起始時的質量。但是，從另一方面說，這相差的質量剛好就等於這些質點運動時所增加的質量。雖然並不是質量轉變爲能量，但在熱核子反應過程中釋放出來的能量ΔE卻與質量欠缺Δm成比例，這個質量欠缺也就是反應過程中最終質量與最始質量之差。

$$\Delta E = \Delta m \cdot c^2$$

0.019克的質量欠缺相當於1.7×10^{12}焦耳（*joule*）的能量，大約相當於50萬瓩小時（*kilowatt hours*）。這許多能量是由於1克原子（2克）的重氫和1克原子（3克）的氚的相互作用所產生的。因此，愛因斯坦公式$E = mc^2$與核子能的發現有著最密切的關係。由於這個式子，巨大的核子潛能方能被人類所利用。

【臭氧】（Ozone）

臭氧爲一種氣體，是氧的異構物，就像鑽石是碳的異構物一樣。普

通氧的分子由兩個氧原子組成，而臭氧的分子則由三個氧原子組成，化學學家以O_3作爲代表臭氧的符號。

臭氧是一種微帶藍色的氣體，並帶有氯的味道，加熱之後會分裂而成普通的氧。在晴朗的天氣，空氣中經常有大量的臭氧，也許是由較高層的大氣帶入地球表面。目前，臭氧可由不同的方法製成，其中的方法之一就是藉著放電或電的火星。

離地球 30 哩上空有一大氣層充滿了臭氧，這就是通常所說的臭氧層。

物理學家們大量製造臭氧，用以漂白油類、蠟、麵粉及象牙，並也用於清潔污濁的空氣。在處理此種氣體時必須特別小心，因爲它很容易爆炸。

【致命劑量】(Lethal dose)

足夠致於死命的游離輻射劑量稱致命劑量。在一段指定的時間內(通常是30天)，在一大群遭受相同程度的照射之生物個體，能致半數於死亡所需的劑量稱爲半數致命劑量(*M.L.D.*或*LD* - 50)。對人體而言，其*LD* - 50/30大約是400到450倫琴(*röentgen*)。

【致黑】(Blackening)

使屏極碳化，散熱較便利。

【航行者太空船】(Voyager spaceship)

美太空總署計劃一系列較進步的太空船定名航行者，其目的在繞火星作軌道飛行及將儀器包降落於火星上以研究火星，此計劃開始於1970年。

【航海羅盤】(Sailing compass)

航海用的羅盤(如圖10—184)，構造比較複雜。其中有許多小磁

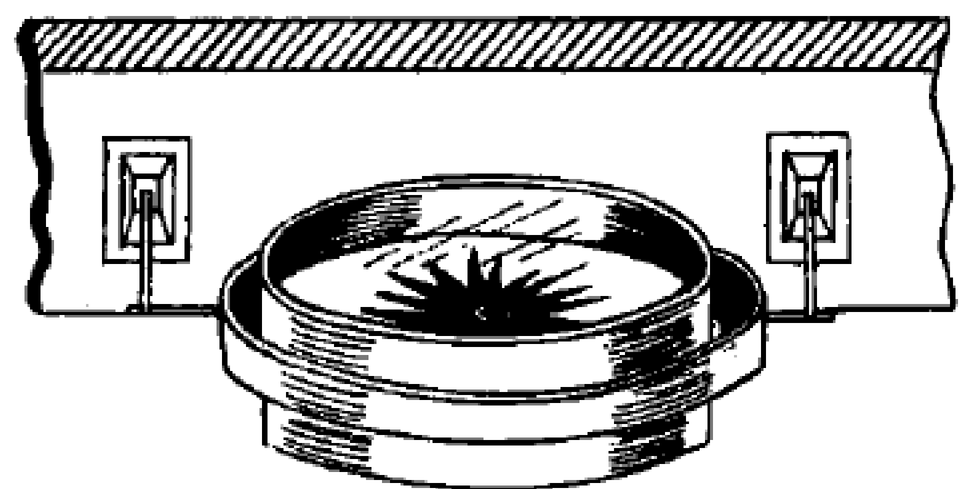


圖10—184 航海羅盤

針，平行排在一個很輕的圓盤上；盤的周圍標有方向和角度，所以稱爲方位盤。由於設計特殊，不論船身如何搖動，磁針永能保持水平，使用非常方便。

【衰減】(Attenuation)

在放射理論中，輻射源與目標之間，單位面積放射量之密度隨距離之增加而依次遞減。其原因係輻射由輻射源至目標間，其放射性或被散射或被吸收之故。

【衰減曲線】(Attenuation curve)

表示電流或電壓在頻率變動時衰減之情況。

【衰減係數】(Attenuation coefficient)

爲表示放射性原子衰減速率的一個常數。衰減係數和半衰期成反比，和所存的不安定原子數成正比。所以知道其他兩個數值，另一個便可算出。但是每種放射性核種放出的α質點、β質點及γ射線均不相同，計算輻射源放出的劑量相當麻煩。

【衰減器】(Attenuator)

控制信號振幅的最簡方法是使用電位器，將電位旋臂移動，即能將信號改變至所需的電平。一般可利用碳精電阻器 (如圖 10 — 185)，構成π型、O型、T型或H型的網絡 (如圖 10 — 186)，在射頻、視頻或聲頻電路中作用，能控制電子訊號的振幅，以減弱其強度到需要的水平，如此可減低靜電的噪聲級 (*noise level*)，免除“超載”(*over load*) 及“匹配阻抗” (*matching impedance*)之利。

衰減器有的設計成梯級式 (*stepped*

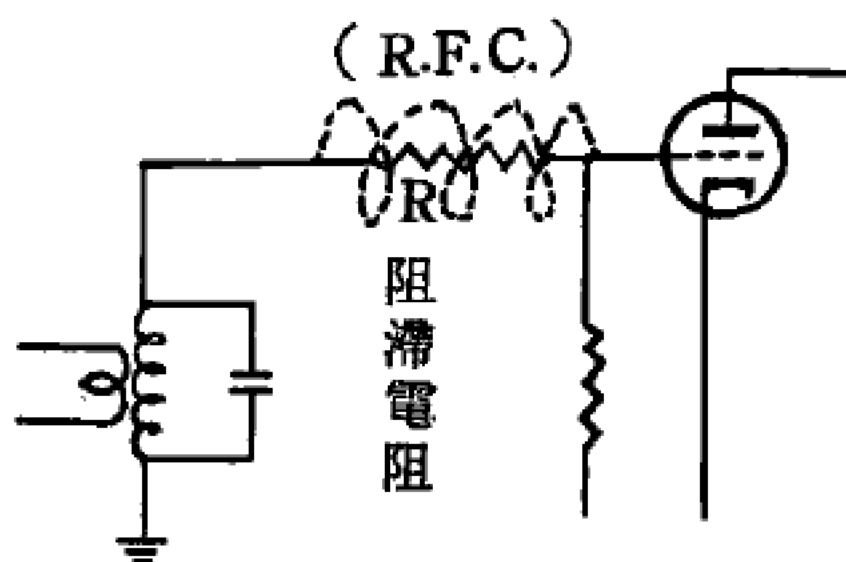


圖 10 — 185

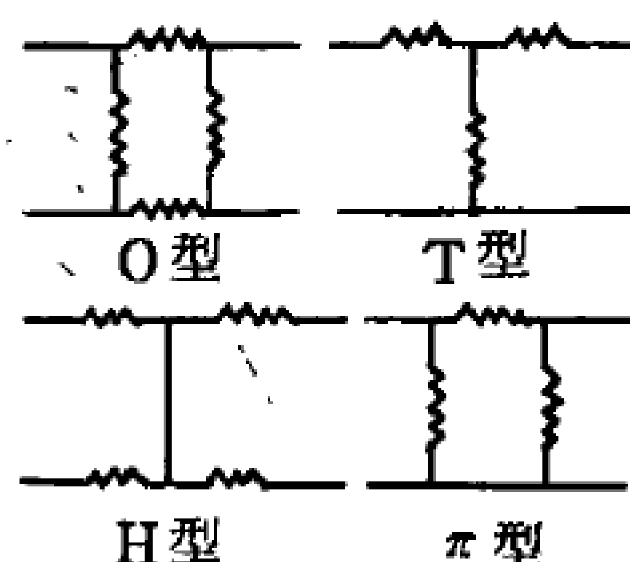


圖 10 — 186　常用衰減器

，有的製成塔級式（ *taper* ）。梯級式衰減器保持綜合頻率響應，但若衰減範圍相當廣濶，則需要大量梯級，設計比較繁複；塔級式的衰減器是對數式，其目的是適應人類耳官的聽覺。

【衰落】（ Fading ）

當接收工作在中波段短波部分及短波波段的遠地電臺時，無線電接收突然短時間衰減甚至全部消逝的現象。衰落的原因是無線電波在電離層內的折射情況在變化，這種情況（與電離層的狀況一樣）隨時都在變化，所以無線電發射臺在遠離電臺的地方所建立的場強也是隨時在變化，而且在某些時刻會急遽地降落下去。場強的降落可能是由於經過不同道路傳向接收地點的無線電波之干擾所引起。如果在某些時刻內，沿不同道路前進的電波傳到接收地點時的相位相反，則它們互相削弱，因而接收就降低了，這就是所謂干擾衰落。

衰落的另一個原因可能是由於傳播情況的變化所引起的傳到接收地點的無線電波的極化性質發生突然變化。如果傳來電波的極化平面具有這樣的位置，卽波的電場與天線導線垂直或幾乎垂直，則接收便會降落或者急遽地減弱，這就是所謂極化衰落。

因爲衰落現象根本上是決定於波長（特別是干擾衰落），所以卽使電波波長非常鄰近，場強的變化也可能完全不同。因此便可能出現這種情況：場的減弱不是發生在接收信號頻譜的全部頻率上，而只出現於其中的一部分裏，例如在一個邊頻帶上。這種接收信號頻譜的一部分遭到衰落的現象，卽選擇性衰落，在短波中常常可以遇到，這會使接收發生強烈的失眞。

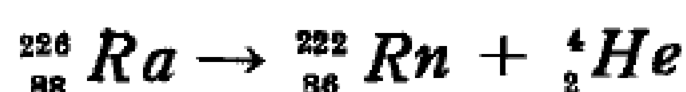
【衰變】（ Decay ）

核子物理學名詞。放射性物質由於其原子核很不穩定，有時會產生激烈的變動而放出 α 、 β 及 γ 射線，使放射性物質的數量逐漸減少，這種現象稱之爲衰變，與分解（ *disintegration* ）或蛻變同義。原子核

經阿伐衰變（ *alpha decay* ）後變成比原來元素原子序數少 2 及原子核質量數少 4 的元素，例如 ^{210}Po 及 ^{226}Ra 元素的阿伐衰變爲：



$$^{210}_{84}Po \rightarrow {}^{206}_{82}Pb + {}^{4}_{2}He$$

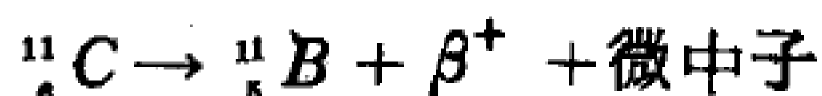


$$^{226}_{88}Ra \rightarrow {}^{222}_{86}Rn + {}^{4}_{2}He$$

在貝他衰變（ *beta decay* ）時，原子核放出電子（ β^- ）或正電子（ β^+ ），變成另一種元素的原子核（原子序數比原來少 1 或多 1，質量數不變）。例如 ^{32}P 及 ^{11}C 的負貝他及正貝他衰變爲：



$$^{32}_{15}P \rightarrow {}^{32}_{16}S + \beta^- + \text{反微中子}$$



$$^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + \beta^+ + \text{微中子}$$

當放射性元素衰變時，該原來放射性元素的質量爲 N_0， 經過時間 t 後的質量爲 N，則 N 與 N_0 的關係爲：

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

式中 λ 爲各放射性元素的放射特性，稱爲衰變常數（ *decay constant* ）。衰變常數的大小視放射性原子核的穩定性而定，穩定性愈大者衰變常數愈小，因爲穩定性愈大者半衰期亦愈大。一般說來，放射性元素經幾次衰變後的最後產物都是非放射性的穩定元素。

常用以表示放射性物質放射強度的單位爲居里（ *curie* ）。居里的定義爲每秒有 3.7×10^{10} 個蛻變的放射強度。根據此定義，一克鐳的放射強度約爲一居里。微居里（ 10^{-6} 居里）稱爲一艾曼（ *eman* ）。另一較小單位是拉塞福（ *rutherford*，縮寫爲 *rd* ），簡稱爲拉，一拉等於每秒 10^6 蛻變。

【衰變定律】（ Decay law ）

即衰變指數定律：

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

【衰變產物】（ Product of decay ）

放射性元素經衰變後的產物，即子核。

參閱“子核（*Daughter nucleus*）”條。

【衰變過程】（**Decay process**）

衰變過程是一個粒子變成兩個或兩個以上其他粒子的過程。以 A，B，C，……來表示各種粒子，則衰變過程為：

$$A \rightarrow B + C + \cdots\cdots$$

這種轉變的過程當然是由於粒子間的交互作用，有時候一個看似簡單的衰變過程可能包含不止一種交互作用，可是如果我們追究得並不太嚴格，則我們可以說許多衰變過程大都主要是經由一種交互作用而發生的，其中又可以分：

1. 由強交互作用的，如：

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$$

等。

2. 由電磁交互作用的，如：

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

等。其中前二種過程，產物中包含有光子，故顯然是由電磁交互作用而來的，至於 η^0 的衰變，在其中間過程中會有光子。

3. 由弱交互作用的，如：

貝他衰變：　$\pi \rightarrow p + e^- + \nu_e$

μ 粒子衰變：　$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$

π 介子衰變：　$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$

超子衰變：　$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$

$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

等等。

不論是經由那一種交互作用，我們都可以將衰變過程看作一種狀態的躍遷（*transition of state*），正好像能階的躍遷一樣。

【衰變熱】（Decay heat）

放射性核種衰變所產生的熱。

參閱“放射衰變（*Radioactive decay*）”條。

【被感磁性】（Induced magnetism）

鐵條因感應作用而得之磁性，稱為被感磁性。

【被照體】（Illuminated body）

物體被光照射的稱為被照體。如月球和行星等是受太陽光的照射，都是被照體。自發光體發出的光或被照體所反射的光，傳到眼中刺激視神經乃起視覺的作用。

【袖珍型反應器】（Pocket reactor）

小動力輸出及為減小體積和運輸簡易所設計而成的反應器，叫做袖珍型反應器。袖珍型反應器通常都歸類在2兆瓦特（*megawatts*）至20兆瓦特的輸出範圍以內。這些反應器可用作船用推進，及適於獨立鄉鎮或遙遠工業企業如伐木或採礦等需要。

【袖珍劑量計】（Pocket dosimeter）

如圖10—187所示，袖珍劑量計內有一精巧細緻的游離室，其體積僅有2立方厘米，並附有一套由聚集電極與複式顯微鏡所構成的石英絲靜電計（*quartz fibre electrometer*）。這個複式顯微鏡的功用在於放大石英絲，以利觀察它的變動情形。袖珍劑量計的測度範圍是100與200毫侖琴，以及1、5、10與50侖琴。最近經過改良的劑量計，因游離室的

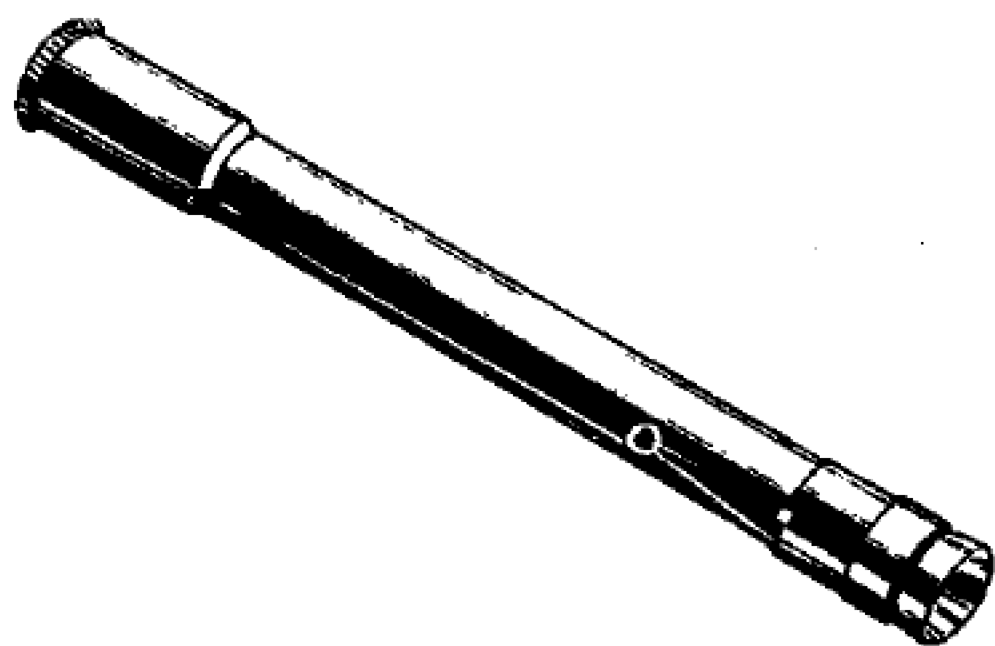


圖10—187　袖珍劑量計

一半體積是空的，故可測量較高的劑量。

袖珍劑量計對偵檢慢中子特別有用（內壁有硼－10 之類的適當物質做襯裏）。假使要測度更強的輻射，則需改用有半撤空霧室的袖珍劑量計。

【記時器】（Chronograph）

記錄正確時間之儀器，通常爲一捲有紙之旋轉圓柱體並有一自動筆，可在紙上畫下連續之螺旋狀線。自動筆連結在電子設備上，具有能在每一秒之末在紙上作下記錄之能力。

【記數機】（Numbering indicator）

指繞線機的轉數記錄器。

【記憶】（Memory）

即電子計算機所用之儲存器。

參閱“儲存器（*Storage*）”條。

【記憶單元】（Memory unit）

計算機的一個部分，應用電力或磁力的技術，儲記譯成機械語言的資料。

【起伏】（Fluctuations）

熱力學是以巨觀（*macroscopic*）的方法處理問題，故通常熱力學討論到的是均勻的系統。但是有些現象如布朗運動（*Brownian movement*），卻顯示不均勻的性質。在布朗運動裏，因液體之中壓力不勻稱所導致懸浮於其中的小質點作不規則的折線運動，這種運動的產生是因爲液體並非連續的物體，而是由許多分子組成的系統。

因爲起伏是基於原子的本性顯現出來的，故必須以統計的方法處理，研究系統在某種情況下相對於均勻情況的偏差。我們可以用$w(f)df$表明一量F偏離平衡值F_0的範圍介於f與$f+df$之間的機率，由此可以得到機率密度$w(f)$爲：

$$w(f) = c \ \exp(\Delta s / k)$$

式中Δs爲系統由F_0變至$F_0 + f$時熵(*entropy*)的改變量；k爲波茲曼常數；c爲歸一化因數。在大多數的F值中，發現於$f = 0$鄰近處有非常尖銳的極大值，這表示要觀察到F值偏離平衡值F_0 的機會很少。當然，也有某些情況的起伏導致可以觀測的現象，在統計力學裏，溫度與能量；化學能與系統的質點數；或體積與壓力間都分別具有互補性(*complementarity*) 。 在這裏互補性是說若系統裏某個量固定不變，則另一個與這個量相對應的量將顯示出起伏的現象。例如將系統的溫度固定，則粒子的能量將顯出起伏現象；反之，若系統的總能量固定，則系統內每一處的溫度將產生變化。當然，通常的起伏都太小，以致於無法實際觀察到。

今考慮密度起伏(*density fluctuations*)。 相對的密度起伏$\Delta\rho / \rho$可證明滿足下式的關係：

$$\overline{(\Delta\rho / \rho)^2} = kT\kappa / V$$

式中T爲絕對溫度，V爲所考慮系統的體積，κ爲壓縮係數。由此式能導致兩個結論：

1. 當考慮的系統其體積V有可見光波長的大小時，密度起伏始顯現可觀察現象。在此情況下，出現瑞立散射(*Rayleigh scattering*)，也就是由這種密度起伏而出現藍色的天空。

2. 在臨界物態處，κ值變成相當大，起伏現象顯著，相轉移因起伏大而可能產生。

【起始電容】(Initial capacity)

可變電容器在動片從定片內轉出以後所具有的最小電容。電容器的起始電容決定著由這個電容器和一個自感線圈所組成的廻路所能調諧的最小波長。故爲了使廻路有較寬的調諧波段，便將電容器的起始電容盡量作得小些。

【起偏振鏡】(Polarizer)

起偏振鏡乃用以產生平面偏振光束的裝置，如尼可耳稜鏡 (*Nicol's prism*)、起偏振片等。

如圖 10 — 188 所示，起偏振片或起偏振鏡位於書面的平面內，傳播方向係進入書頁內，箭號$\vec{E}$表示隨意選取一射至片上之波列的振動面。可用 $\vec{E_x}$ (大小爲 $E\sin\theta$)和$\vec{E_y}$(大小爲$E\cos\theta$)兩向量分量代替$\vec{E}$，其一分量與偏振方向平行，另一分量與之垂直。僅 $\vec{E_y}$ 得以透過，$\vec{E_x}$ 則在片中被吸收。

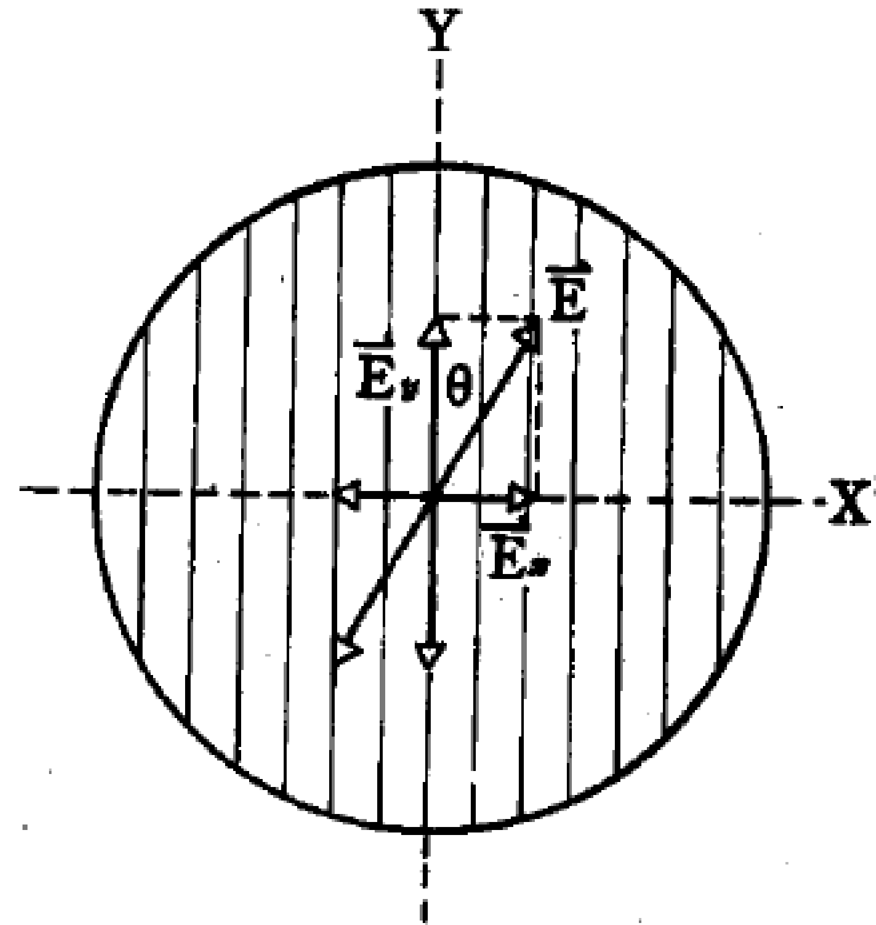


圖 10 — 188
波列$\vec{E}$與二分量波列$\vec{E_y}$和$\vec{E_x}$相等，僅$\vec{E_y}$得以穿透起偏振鏡。

【起偏器】(Polaroid)

將非偏振光分解爲兩條偏振光，而捨棄其一的儀器稱爲起偏器，假使一條偏振光捨棄過程不完全，還有不必要的部分殘存，則叫做部分起偏器或漏隙起偏器。

起偏器本身兼具分解與選擇兩大功能，起偏器並不能創造偏振光，而是將入射光分爲兩種類型，讓一種通過，但頗爲不可思議的是它只分解成不多不少的兩個分量。

起偏器的型式眞是五花八門，原因是許多種光學效應，如吸收、反射、折射、散射都可以導致光的偏振。其實幾乎所有的偏振過程關鍵都在於不對稱，如起偏器結晶的結構不對稱、起偏器斜向的不對稱或入射光方向相對的不對稱。

【起動器】(Starter)

用一滑動之阻力器與電動機串聯使電流輸入由小而大，以免影響電球受電流衝擊而引起燒毀。

【起電】(Electrification)

不帶電之中性體，其所有帶電質點對體外帶電質點的作用力為0。但若使用某種程序，使某種電荷集中於物體的一個部分，而使另一種電荷集中於另一部分，此時對整個物體而言乃是中性，但對外界帶電質點而言仍有電力存在。

吾人使中性體成為帶電體乃使具有等量的正、負電荷予以拆散，而非產生電荷，故吾人稱一物體由中性狀態轉為帶電體的過程乃名為“起電”而不稱為“生電”。

【起電盤】(Electrophorus)

利用感應作用發生電的裝置稱為起電盤。如圖10—189 所示，是用硬橡皮墊入金屬圓盤 B，和附有絕緣柄的金屬板 A 而成。

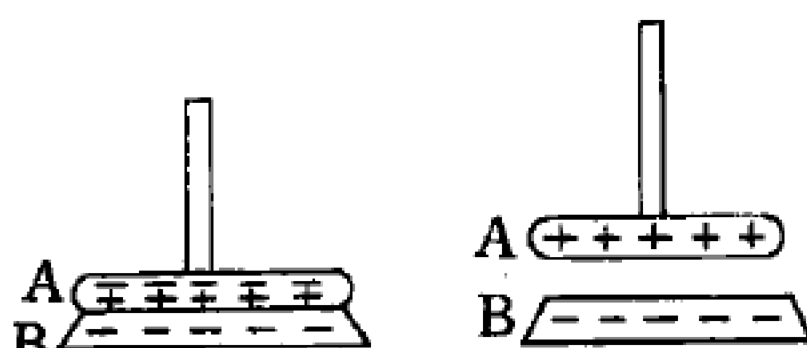


圖 10 — 189

以貓皮擦硬橡皮片，片上即生負電，然後以 A 板覆在片上，橡皮非全平滑，故僅點與 A 板接觸，由感應作用板的下面生正電，板的上面生負電。以手指觸板，則負電由人身傳於地，再將手指離開，提起 A 板板上即帶正電，由此試驗，可從定量的負電，由感應而得多量的正電。

【起電機】(Electric machine)

起電機為利用感應作用而生電的機械，其主要部分如圖10—190 所示，為等大的兩塊硬橡皮圓板（或玻璃板），立於同一軸上，可作反對方向的轉動。兩板的外面，各貼有許多小塊錫箔，外面更各附有弓形的金屬棒，棒端附有金屬毛刷 A、B，和板面的錫箔接觸。板的左右各有一對金屬的櫛 M、N，和兩板的錫箔接近，並由金屬棒連接於兩金屬球 P、Q，此兩球稱為兩極，將圓板轉動則各個錫箔因感應作用，一部分帶正電，一部分帶負電，各由金屬櫛傳至兩極，兩極上所集的

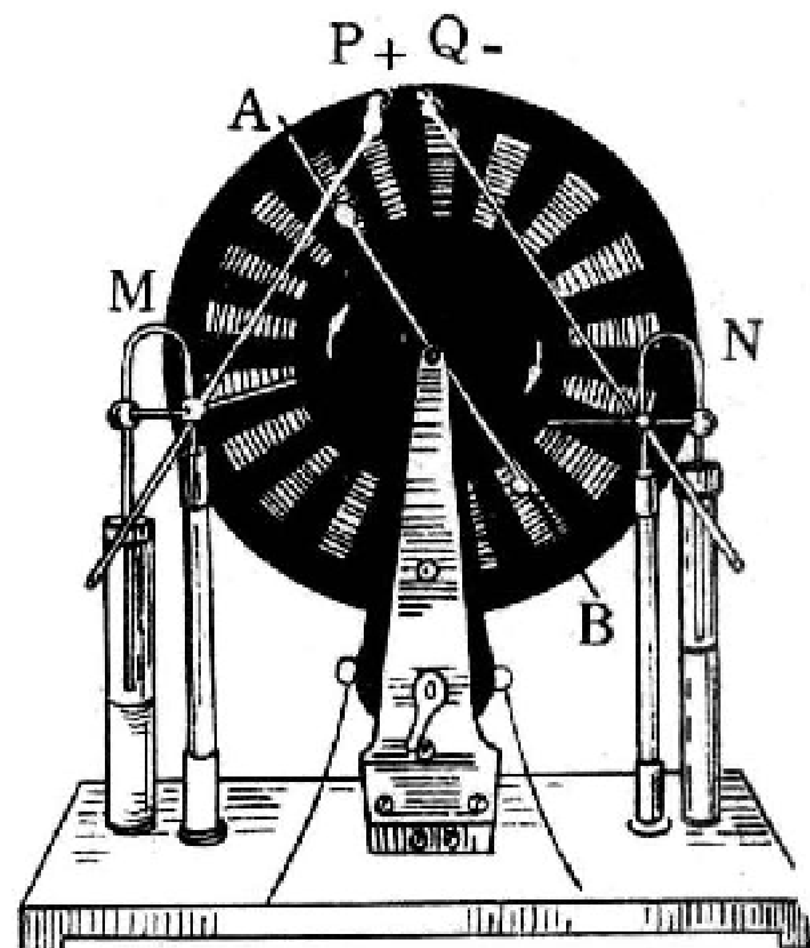


圖 10 — 190

電過多，即發生火花。

【起點讀數】(Zero reading)

指電表度盤的起點值。

【逆向偏壓】(Reversal bias)

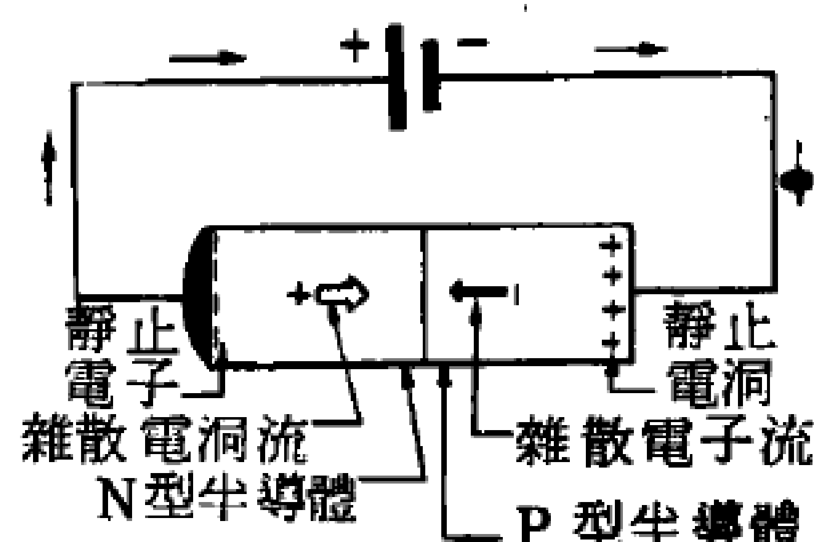


圖 10 — 191

當接合偏壓的連接和前向偏壓相反時即為逆向偏壓，電洞和過剩電子不流經接合面，因而不產生穩定電流。逆向偏壓時的電流係由雜散電洞和電子所生，逆向偏壓需高電壓，且最大電流僅為前向電流之極小部分。

【逆溫】(Inversion temperature)

逆溫乃高空中空氣之溫度反而較地面附近空氣之溫度為高，換言之，靠近地面附近空氣之密度反較高空中之空氣為大，於是地面上之空氣無法上升，空氣縱向對流之現象便無法產生。

【逆電子】(Anti-electron)

即正電子，又稱反電子。

【退火】(Annealing)

因目的的不同退火可分為四種，即弛力退火 (*stress relief annealing*)、製程退火 (*process annealing*)、完全退火 (*full annealing*) 及球化處理。玆分述如下：

1. 弛力退火——是解除材料內殘留應力的退火，殘留應力起自鑄品各部分的不均勻冷縮或熔接部的冷縮，淬火時的急冷，常溫加工及切削時的加工硬化或相的變態時所發生的體積變化，和熱膨脹係數的變化都會引起殘留應力。要解除殘留應力，可將材料增高溫度或延長保溫時間，其中以溫度效果較保溫時間的效果更大。

2. 製程退火——是在加工形成的中途將材料 (如鋼) 退火以增加材料的延性，而退火的溫度須在再結晶溫度以上，如 *SAE* 1010 至 1025 低碳鋼的製程退火溫度為 540°*C* 至 730°*C* 。

3. 完全退火——僅適用於鋼，方法是將鋼從變態點稍上方的沃斯田鐵狀態徐冷後使它完全軟化而得到最大的延性及微細晶粒。

4. 球化處理——其目的爲了改善材料的切削性而增加延韌性。

【退行】(Regression)

衞星軌道面與地球赤道面的截線，因向西偏移時，衞星軌道面之後退現象。

【退耦電阻】(Decoupling resistor)

爲除去耦合作用而加入的電阻，常與退耦電容合作而完成任務。

【逃脫速度】(Escape velocity)

質量m之質點在地面之重力位能已知爲$U(R)=-GM_em/R_e$，由地球表面移動物體至無限遠處所需之功爲GM_em/R_e，或約爲6.0×10^7焦耳／仟克。若給予在地面之拋射體以多於此值之能量，當免計地球之大氣阻力時，拋射體將逃離地球永不返回。此物往外前進時其動能減少而其位能增加，但其速度從不減至0。使拋射體不再返回之臨界速度(*critical velocity*)稱爲逃脫速度(v_0)，由

$$\frac{1}{2}mv_0^2=\frac{GM_em}{R_e}$$

得之，或

$$v_0=\sqrt{2\frac{GM_e}{R_e}}=7.0\text{哩/秒}=11.2\text{仟米/秒}$$

若拋射體獲此初速則將逃離地球。若初速小於此值則將返回，在距地球某有限距離處其動能變爲0，拋射體即落回地球。

地球大氣上層中之輕分子可由熱激動獲得足夠高之速度而逃入外太空。在許多年前氫氣應存在於地球之大氣中，而現已從大氣中消失。氦氣以穩定速度逃脫，大量之氦氣由地殼之放射性衰變而補充。逃脫太陽所需之速度(逃脫速度)過大以致氫氣無法自其大氣層逃脫。另一方面

，月球之逃脫速度過小以致不能保有任何大氣。

【逃逸】(Run away)

完全離子化的離子體(*fully ionized plasma*) 中，高速電子受電場作用而繼續加速的現象，故逃逸實際發生在速度空間，其原因乃由於庫倫碰撞的拖曳力使動力摩擦減小，以致電子速度增加使拖曳力減低，又增加速度，這種狀況不穩定，因而此種方法造成的高速電子會導致不穩性和離子體振盪(*plasma oscillation*)。

【朗日凡、德拜方程式】(Langevin-Debye equation)

設 α 爲每一分子的極化率(*polarizability*)，則朗日凡、德拜方程式爲 $\alpha = \alpha_0 + P^2 / 3kT$

式中 α_0 表由電子和離子所生的極化率之和，P 爲分子的永久偶極矩(*dipole moment*)，k 爲波茲曼常數，$P^2 / 3kT$ 是由永久偶極矩所生的極化率。

此方程式的導法如下：假設每一分子都有永久偶極矩 $\vec{P}$，則其在電場 $\vec{E}$ 中的位能爲

$$U = -\vec{P} \cdot \vec{E} = -PE\cos\theta$$

式中 θ 爲 $\vec{P}$ 與 $\vec{E}$ 之間的夾角。則極化強度

$$P = NP\langle\cos\theta\rangle$$

式中 N 爲每單位體積內的分子數，$\langle\cos\theta\rangle$ 爲熱平衡分佈中的平均值。由波茲曼分佈定律可知，在某 $d\Omega$ 中發現一分子的機率與 $e^{-U/kBT}$ 成正比，且

$$\langle\cos\theta\rangle = \frac{\int e^{-\beta U}\cos\theta\, d\Omega}{\int e^{-\beta U} d\Omega}$$

式中

$$\beta = \frac{1}{kT}$$

所以

$$\langle\cos\theta\rangle = \frac{\int_0^\pi 2\pi \sin\theta\cos\theta\, e^{\beta PE\cos\theta} d\theta}{\int_0^\pi 2\pi \sin\theta\, e^{\beta PE\cos\theta} d\theta}$$

令 $s = \cos\theta$，$x = PE/kT$，則

$$<\cos\theta> = \int_{-1}^{1} e^{sx} s\,ds \Big/ \int_{-1}^{1} e^{sx} ds = ctnhx - \frac{1}{x}$$

$$\equiv L(x)$$

$L(x)$稱爲朗日凡函數（*Langevin function*）。當$PE \ll kT$時

$$ctnhx = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \cdots$$

$$L(x) \cong \frac{x}{3} = \frac{PE}{3kT}$$

所以極化強度爲

$$P = NP<\cos\theta> = \frac{NP^2E}{3kT}$$

設α'爲永久偶極矩的極化率，則因

$$P = N\alpha' E$$

故
$$\alpha'' = \frac{P^2}{3kT}$$

總極化率包括由電子和離子所生的極化率之和α_0，卽爲

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{P^2}{3kT}$$

【朗肯氣體黏性計】(Rankine apparatus for gas viscosity)

一種測量不同氣體的黏性係數的儀器。

【朗肯溫標】(Rankine temperature scale)

使用華氏之度數而以絕對溫標之零度起計之溫標。故朗肯溫標之零度爲華氏零下 459.69 度，水之冰點爲華氏 491.69 度，沸點爲華氏 671.69 度。

【配分函數】(Partition function)

在統計力學裏，爲求熱力學函數（ *thermodynamic function* ）的計算方便而定義的函數。在應用正則分佈（ *canonical distribution* ）時，配分函數定義爲：

$$Z_N(V,T)=\frac{\int d^{3N}p\,d^{3N}q}{N!\,h^{3N}}e^{-H(p,q)/kT} \quad \text{（古典統計）}$$

或 $$Z_N(V,T)=Tr\,e^{-H/kT} \quad \text{（量子統計）}$$

式中N爲質點數目，p和q爲質點的相坐標，H爲能量算符。由此配分函數可得熱力學函數：

赫爾姆霍兹自由能（ *Helmholtz free energy* ）

$$F=kT\ ln\ Z_N$$

內能 $$U=-\frac{\partial}{\partial\frac{1}{kT}}\ ln\,Z_N$$

其他熱力學函數可由F及U求得，即

壓力 $$P=-\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$$

熵 $$S=-\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V$$

當應用大正則分佈時，配分函數即稱大配分函數，定義爲：

$$\Xi(\mu,V,T)=\sum_{N=0}^{\infty}e^{\mu N/kT}Z_N(V,T)$$

故得 壓力 $$P=\frac{kT}{V}\ ln\,\Xi$$

分子數目 $$N=kT\left(\frac{\partial}{\partial\mu}\ ln\,\Xi\right)_{V,T}$$

熵 $$S=\left(\frac{\partial}{\partial T}\ kT\ ln\,\Xi\right)_{V,\mu}$$

式中μ代表化學常數，即每質點的吉布士函數（ *Gibbs function* ）。

【配合阻抗】(Matching impedance)

電路上之加載阻抗與電源阻抗採用等量之措施。此等交易電力效果最佳。

【配位數】(Coordination number)

在晶體結構中，各原子間有一定的排列形狀，對於每一原子而言，有一定數目的最鄰近的原子，此數目稱爲配位數。各種晶體結構都有不同的配位數，例如六角最密堆集和面心立方堆集的配位數爲 12 ， 體心立方堆集的配位數爲 8 ，簡單立方堆集的配位數爲 6 。

如假設各化學鍵的鍵能相同，則晶體的結合能與化學鍵的數目成正比，亦即與配位數成正比。六方最密與面心立方堆集的配位數相同，故其結合能很接近。事實上，在適當的溫度，許多金屬都能由六角密集轉換爲面心立方堆集，或由面心立方轉換爲六角最密堆集。

【配線圖】(Wiring diagram)

配線圖又稱線路圖。要表示電路時，用公認的符號來代表各種電氣用品，用線把它們連接起來的圖。用配線圖可將複雜的電路以簡單的記號表示出來。

【酒石酸鹽】(Seignette's salt)

一種物質，其晶體具有壓電效應 (*piezo-electric effect*)，因而可用在微音器 (*microphone*)、揚聲器 (*loud speaker*)和拾音器 (*pick-up*)內。在微音器內由於聲波所引起的晶體機械振動，使晶體夾片上出現電壓 (由於正壓電效應)，以後則與普通微音器的情況一樣，可將這個電壓進行放大。與此類似，酒石酸鹽的晶體也用在拾音器內，其差別在於晶體的振動是由拾音針頭的振動所引起。在揚聲器內則相反，輸入電壓使酒石酸鹽的晶體發生機械振動 (由於反壓電效應)，這些振動便傳送到揚聲器的振動膜上。酒石酸鹽很容易用人工方法作成，並且由於製造簡單，所以獲得了廣泛的應用，特別是在拾音器與揚聲器

方面應用更廣。

【酒精溫度計】(Alcohol thermometer)

是利用酒精的熱膨脹而製的溫度計。酒精的熱膨脹率隨溫度高低而不同，所以刻度不如水銀溫度計(*mercurial thermometer*)的正確，但是膨脹率大而感度好。

在$-39°C$時，水銀即凝結爲固體，故不能用以測$-30°C$以下之溫度，酒精則不至$-140°C$不致凝固，故普通測低溫度時均用酒精溫度計。酒精是無色透明的，所以都加上顏色以便觀察。

【針孔照相機】(Pin-hole camera)

針孔照相機由一側具有一小孔的方盒構成。若能發射波的一物AB，置於照相機前，射線Bb與Aa，於其對側構成一像ab(如圖10—192)。當孔甚小時，僅一部分的波前通過此孔，因此對於物上每一點，像上有一對應點，所成像極清晰。若孔太大，對物上每一點，則像上有一斑點與之對應，成像模糊。此外孔不能太小，若小至其半徑與波長可比較時，繞射效應開始出現，像ab再度模糊。

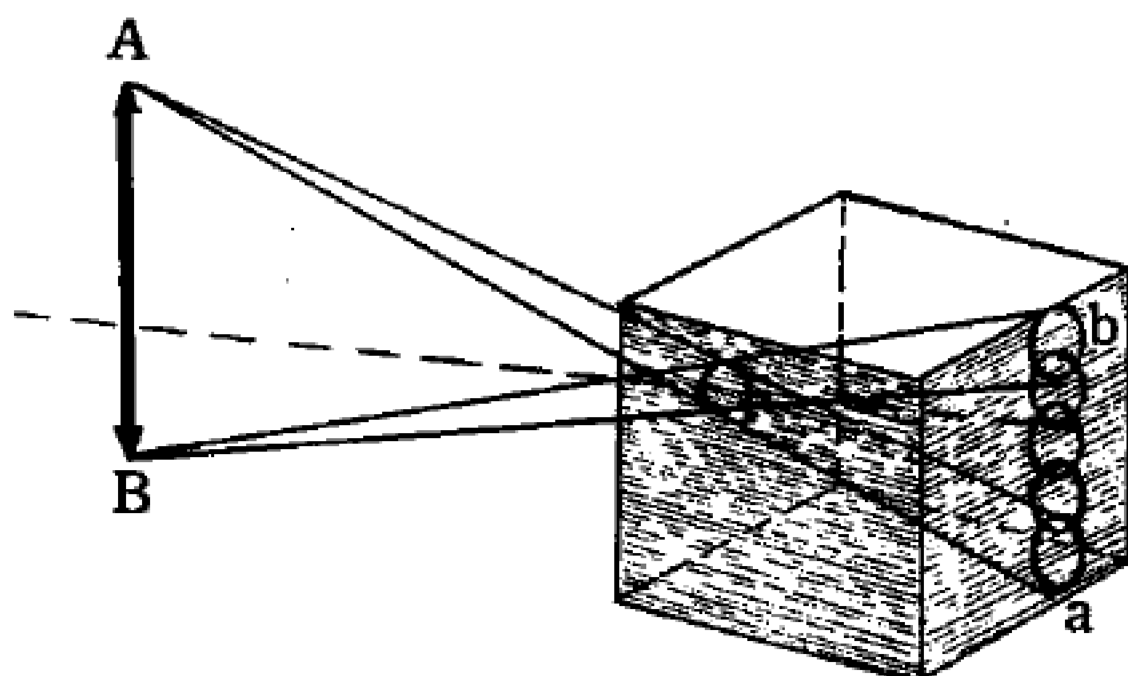


圖 10 — 192
針孔照相機構成之像，所繪之線表示光線之途徑。

【針孔像】(Pin-hole image)

以針將厚洋紙穿一小孔，置於燭火或洋燈前，而將紙後置屏障，則見燭火之光，通過小孔，生一燭光之倒像於屏障上是謂針孔像。蓋因光線爲直進，從燭火所發之光經過小孔時，皆相交叉而倒轉，故達於屏障上時，從燭火上端所發之光線，照於屏上之下部，從燭火上端所發之光線，反照於屏之下部，故生倒像。

【釙】(Polonium ; Po)

週期表中第六族的元素，原子序爲84 。釙最先爲居里夫人 (*Marie Sklodowska Curie*)由其放射性(*radioactivity*)而發現，在自然界爲鐳(*Ra*)蛻變時的產物。25,000 噸之瀝青鈾礦中約含1克的釙。釙亦可以中子撞擊鉍(*Bi*)而製成，釙無穩定的同位素，其性質與碲(*Te*)及鉍(*Bi*)相似。

【閃光燈】(Flash lamp)

短時間的高輝度光源，比火花放電或頻閃放電廉價並簡便。在小型電燈內裝可燃性金屬(最近多利用鋁)的箔片或細線，並封入氧氣，將電燈的燈絲用電流加熱，以獲得瞬間的發光。爲了使著火容易起見，在燈絲附近塗有著火劑(鋯粉末+過氧化鉛等)。

封氧氣入於燈泡內，將急遽增加氧化作用的速度，而利用高溫氧化鋁粉末所發出的連續光譜光線爲光源。

由發光後燃燒時間的不同，分爲*F* , *M* , *FP* 等區別，即以發光後達到最大光量所需時間作區別。因此如要有效的利用各種不同的燈，則需選擇適當的快門整步裝置。茲分述如下：

1. *F*級——使用於鏡頭式快門，燃燒速度最快。與*F*接點整步到1/100 秒，但與*M*接點不整步。通電後 10 *ms* 則發出最大光束。

2. *M*級——使用於鏡頭式快門，以中間速度燃燒，與*M*接點整步到1/100秒，與*F*接點整步到1/80秒。通電後20 *ms*則發出最大光束。

3. *FP*級——使用於簾幕式快門，燃燒時間很長，*FP*接點整步到1/1,000秒。通電後30～50*ms*則發出最大光束的1/2 以上。

下表列出閃光燈的性能，欲使用時可按所需光量之大小做適當選擇。

閃光燈的性能

型　　式	燈泡直徑	全　　光　　量	到達最大光束時間	色　溫　度
FF—1	26	3,000 流明秒	10 *ms* 以下	3,800°*K*
FF—3	51	10,000	10	3,800
FM—1	26	3,000	約 20	3,800
FM—4	65	48,000	約 20	3,800
FFP—2	43	10,000	15 ～ 40*	3,800

*保持最大光量 1／2 以上的時間

【閃光攝影法】(Flash photographic method)

將電影攝影機預置於暗室內，對準被攝目標，攝影機快門一經開啓卽不再閉合，然後令攝影機內底片運轉，並使暗室內每隔一定時間爲斷續之閃光所照耀。

【閃波體】(Rapid pulsing radio sources)

閃波體亦稱波霎，是一個新發現的天體。

參閱“波霎 (*Pulsar*) ”條。

【閃電】(Lightning)

天空中的閃電，是由於雲中水滴或冰晶帶電的結果。空氣中的水滴是由兩種帶電層形成的，外層帶負電荷，內層帶正電荷。在對流很強的雲層，水滴的外層往往飛散得很厲害，結果就引起電的分離，水滴本身帶正電荷，負電荷隨著飛散的小水滴帶到附近的空氣中去了，所以上升氣流的區域往往有正電荷的積聚，而在這區域以外往往有負電荷積聚。如果兩種異性電積聚得愈來愈多，因爲彼此吸引的關係，就會在雲和雲之間或雲和地面之間不得不衝出一條通路來，表現了激動的會合——火花放電 (*spark discharge*)，這就是我們所稱的閃電；同時由於突然的衝擊而帶來的空氣的猛烈震動也就造成了雷聲 (*thunder*)。

據最近的觀察證明一個主要的閃電常有一個微弱的爲先導。這個先

導閃電是從雲發射到地球，平均長180呎，沒有分枝，向下射的速度自每秒810呎至19,900呎。觀察者都相信它是一個“電子崩落”，使空氣游離而帶導電性，因此開主閃電通過之路。先導閃電一經觸著地球，主閃電立刻發生，循原路而向上飛升。它的速度較大，平均每秒鐘28,500哩，或略小於光速

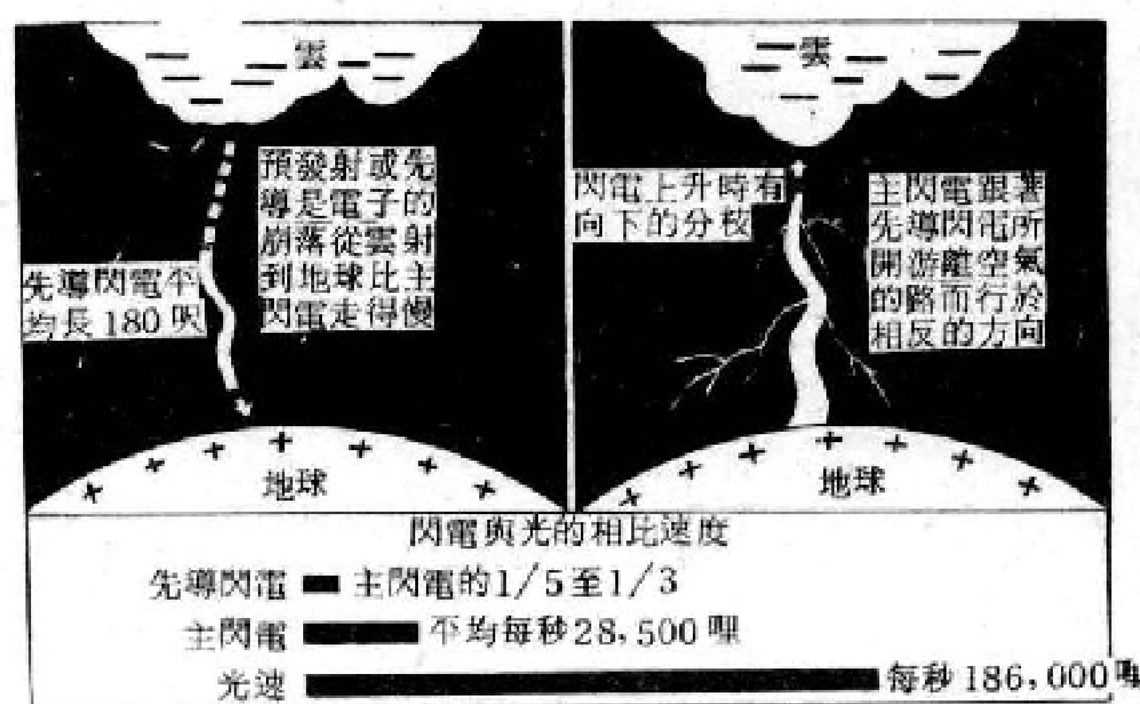


圖 10 — 193

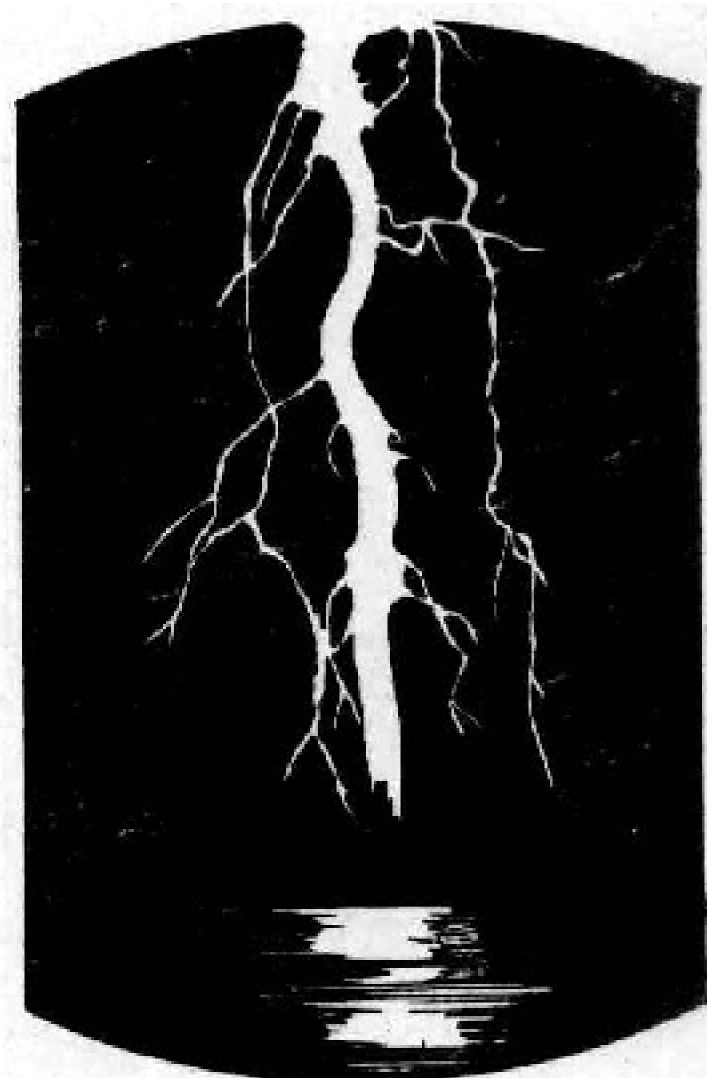


圖 10 — 194
主閃電向上飛升時
有分枝對向地面。

之$\frac{1}{6}$（如圖10 — 193）。主閃電好像一種升騰的火焰，在上升時常有分枝。這種分枝時向著地球（如圖10 — 194），所以普通照片往往表示差誤的想像，以爲主閃電不是向上行而是向下行的。用攝影機上二個轉動的透鏡可計算閃電的時間。

【閃鋅礦結構】（Zincblende structure）

閃鋅礦之晶體構造極似鑽石，是由兩個面心立方體結構組成。一面心立方體結構由鋅原子構成，另一個面心立方體結構由硫原子構成，故閃鋅礦爲立方體結構之硫化鋅（ZnS），兩個面心立方體結構間有一個$\frac{1}{4}$體對角線長度的位移。如此組合而成的空間晶格（*lattices*），屬於面心立方體結構，每一單位晶胞包含四個硫化鋅分子。其中鋅原子的位置在（0,0,0），（$0,\frac{1}{2},\frac{1}{2}$），（$\frac{1}{2},0,\frac{1}{2}$），（$\frac{1}{2},\frac{1}{2},0$）

，而硫原子的位置則在（$\frac{1}{4}$，$\frac{1}{4}$，$\frac{1}{4}$），（$\frac{1}{4}$，$\frac{3}{4}$，$\frac{3}{4}$），（$\frac{3}{4}$，$\frac{1}{4}$，$\frac{3}{4}$），（$\frac{3}{4}$，$\frac{3}{4}$，$\frac{1}{4}$）。其結構與鑽石不同處，在於鑽石結構有反轉對稱性，而閃鋅礦結構無反轉對稱性。

【閃爍】（Scintillation）

磷光質因游離事件而產生閃光。

【閃爍計數器】（Scintillation counter）

閃爍計數器爲1947年發展成功之計測儀器，在核子物理儀器中已廣泛應用，爲利用輻射線射入閃爍結晶體物質如碘化鈉（*NaI*）、硫化鋅（*ZnS*）等內時發光現象所製成的輻射線探測器。其構造包括閃爍結晶物質、光電倍加管（*photomultiplier*）及前置放大器（*pre-amplifier*）等。

光電倍加管爲利用光電效應與次級電子放射現象所製成可使微弱光線變化，而變成較大電流變化的光電管，管中陽極面鍍有*Cs*、*Sb*或*MgO*等具有高效率放出次級電子的物質，使入射電子經過數次放大作用，最後可得充分的電流變化。閃爍物質所發出之光經過光電倍加管即變成電脈波，再經過放大器並送至脈波分析器，便可測定輻射線的能量。閃爍計數器因其對γ射線的計數效率高，約爲蓋革計數器（*Geiger counter*）的數十倍，故常用其測定γ射線。閃爍計數器的鑑別時間（*resolving time*）短（約數毫秒以下），亦爲其優點。

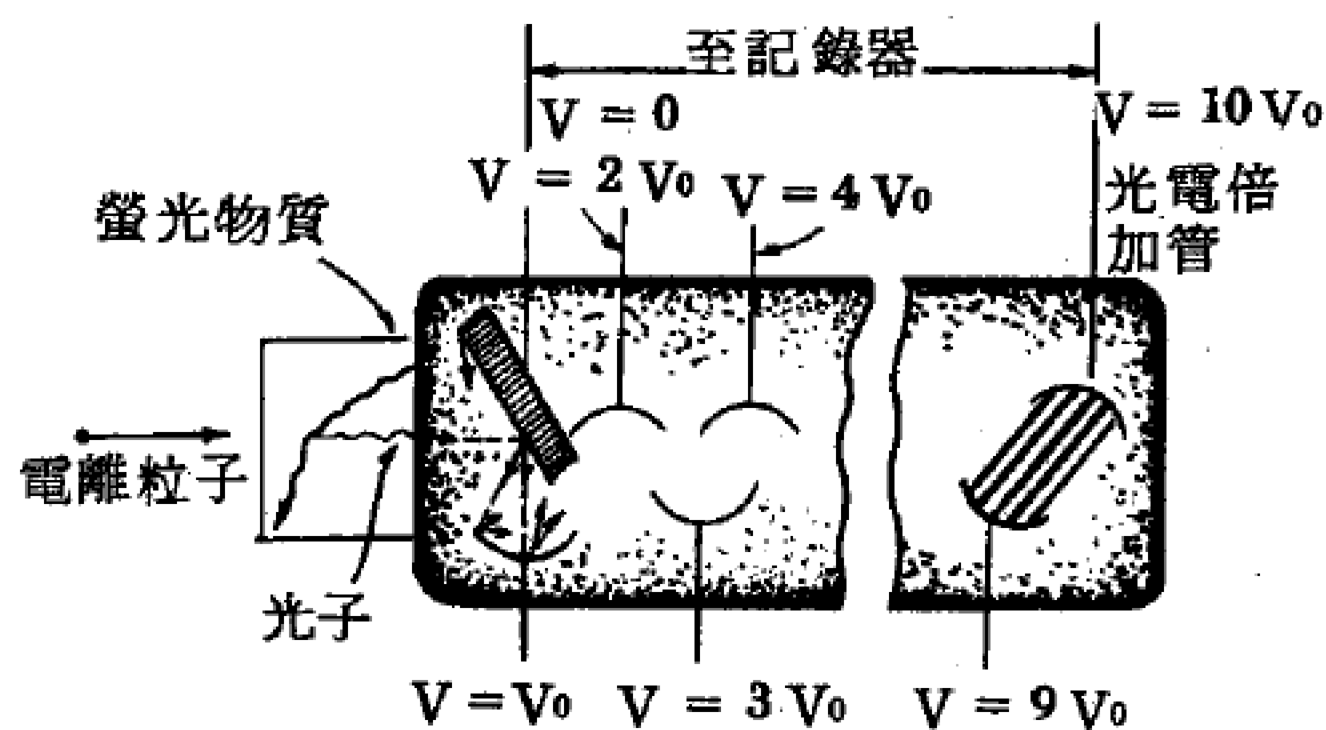


圖 10 — 195

圖 10 — 195 爲閃爍計數器的概略構造，在閃爍物質中的光子(*photon*) 使光電管中的陽極發射電子，在第一級電子經電位 V_0 加速，每電子又使放出數個次級電子，繼續這種增殖過程，結果有極大的輸出電流脈波。

通常閃爍計數器對於偵檢 γ 射線是特別靈敏而有效。此乃因爲它有下列的特徵：

1. 能對低原子序的閃爍器起能量反應。
2. 單位體積的靈敏度相當高。
3. 輻射強度的測度範圍相當大。

閃爍計數器需較多的放大器及較好的電壓穩定設備，故較其他的偵檢儀器昂貴，但是由於它的用途廣泛、計數精確以及其他許多的特性，人們仍然最樂於採用，且漸漸有取代傳統而古老型式的游離室與蓋革、牟勒計數器(*Geiger-Muller counter*)的趨勢。這是因爲閃爍計數器有下列的特性：

1. 敏感部分可輕易地用於組織等值。
2. 偵檢效率極高，因此它對偵檢低能輻射有特殊的功效。
3. 敏感部分，或大或小都可隨心所欲。例如，極小的晶體可以用來偵測體內的鐳源，較大的晶體則可供全身負擔測度之用。
4. 鑑別不同能量之輻射，其能力相當強，故對於偵檢混波輻射場中的個別輻射，可發揮無比的功效。

【閃爍現象】(Scintillation)

又稱閃動，即光之急遽變化。

【閃爍鏡】(Scintilloscope)

觀察 α 粒子打到螢光體時所發出的閃光的工具。如圖 10 — 196 所示，金屬圓筒內有螢光體 F，F 上面的針 N 的先端塗著放射 α 粒子的放射性物質 R。如轉動螺絲 D，針 N 可沿軸心 B 上下移動，如此可調節 R 和

*F*間距離。金屬圓筒上部是放大鏡*P*，*P*和*F*間距離亦可以調節。

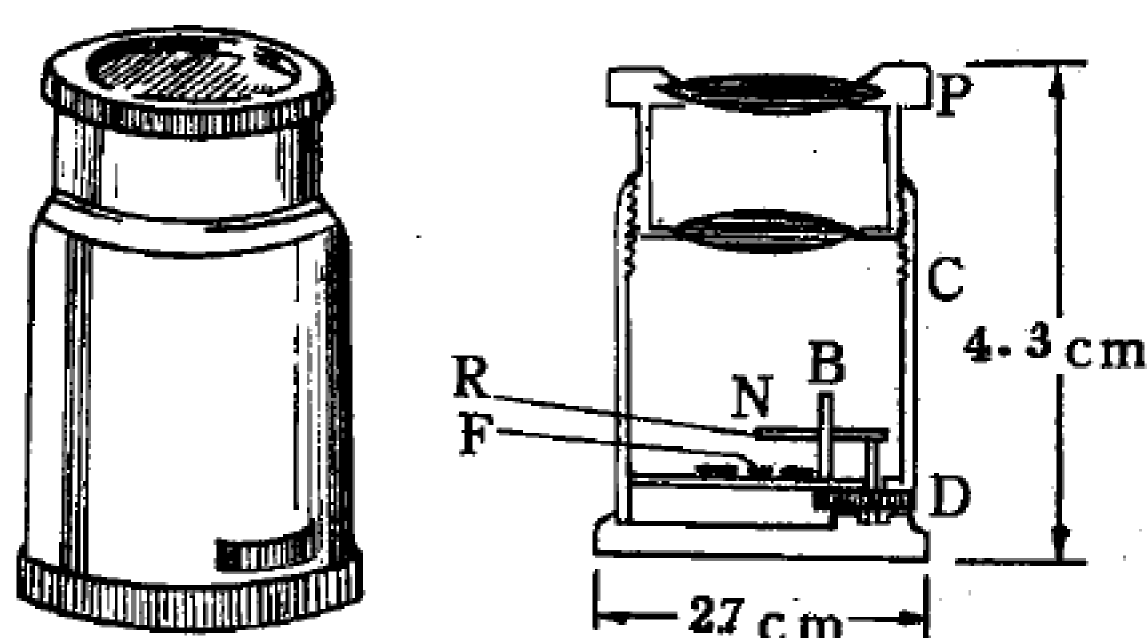


圖 10 — 196

當 α 粒子碰到硫化鋅（ZnS）、硫化鈣（CaS）等時會發光。如用放大鏡觀察就可看到如夜間天上的星星閃爍之狀。要注意上述物質的純粹品沒有閃爍現象，反而含有銅、錳等微量時才可觀察到閃爍。如硫化鋅含 0.001% 的銅（Cu）時爲最好條件，所發的光以 505 $\mu\mu$ 附近爲峯的綠光。

人在暗室中把眼睛習慣於黑暗後，靠近放大鏡觀察，轉動放大鏡*P*使它和螢光體*F*的距離適合於眼睛之觀察，轉動*D*適當調節放射性物質*R*及螢光體*F*間的距離，此時可看到如星星在閃爍般的綠光。

【閃爍體】（Scintillator）

受粒子打擊時能發光的物質，常用者爲被鉈（*thallium*）活化之碘化鈉晶體、可塑物閃爍體及硫化鋅等。

碘化鈉係使用其單晶型，但極易潮解，故須鑲入一密閉承器內，甚難製備，但其密度大（$d = 3.67$），感應快慢和能量大小成比例，在藍色光附近的 4,100 Å 範圍發生閃爍。如此裝備之閃爍器，晶體直徑爲 40 *mm*，高 25 *mm*。其計數效率對於數百 *KeV* 之 γ 射線可達 90%，對於 *MeV* 級者，則爲 40% 左右。

可塑物閃爍體較碘化鈉晶體不適用，又因密度小，輻射之閃爍與刺激能不成比例，故不如碘化鈉之敏感。

用硫化鋅時乃將其粉末置一可移動的承器上，若用於偵測 α 質點，則直接將硫化鋅塗敷於光電倍加管之陰極上，播出高脈波，不與能量呈直線式變化，但閃爍時間甚長（10^{-5} 秒）。

【除污染】(Decontamination)

用化學藥品清除物品表面或設備上的放射污染。

【除氣】(Degassing)

利用抽氣機及除氣劑，清除管泡內氣體。

【馬力】(Horse-power)

英國科學家瓦特 (*James Watt*)，最先製造現代化的蒸汽機，並藉以與馬做功的功率相比較，來測定其功率。經過多次實驗，他估計一匹馬在一秒鐘內，可以做 550呎 - 磅的功，於是他就定這種功率爲一馬力。如圖 10 — 197 所示，一匹馬在一秒鐘內，可把 550磅重的東西拉高一呎。而在一分鐘內，所做的功是 33,000呎 - 磅。一馬力約等於 746 瓦特。

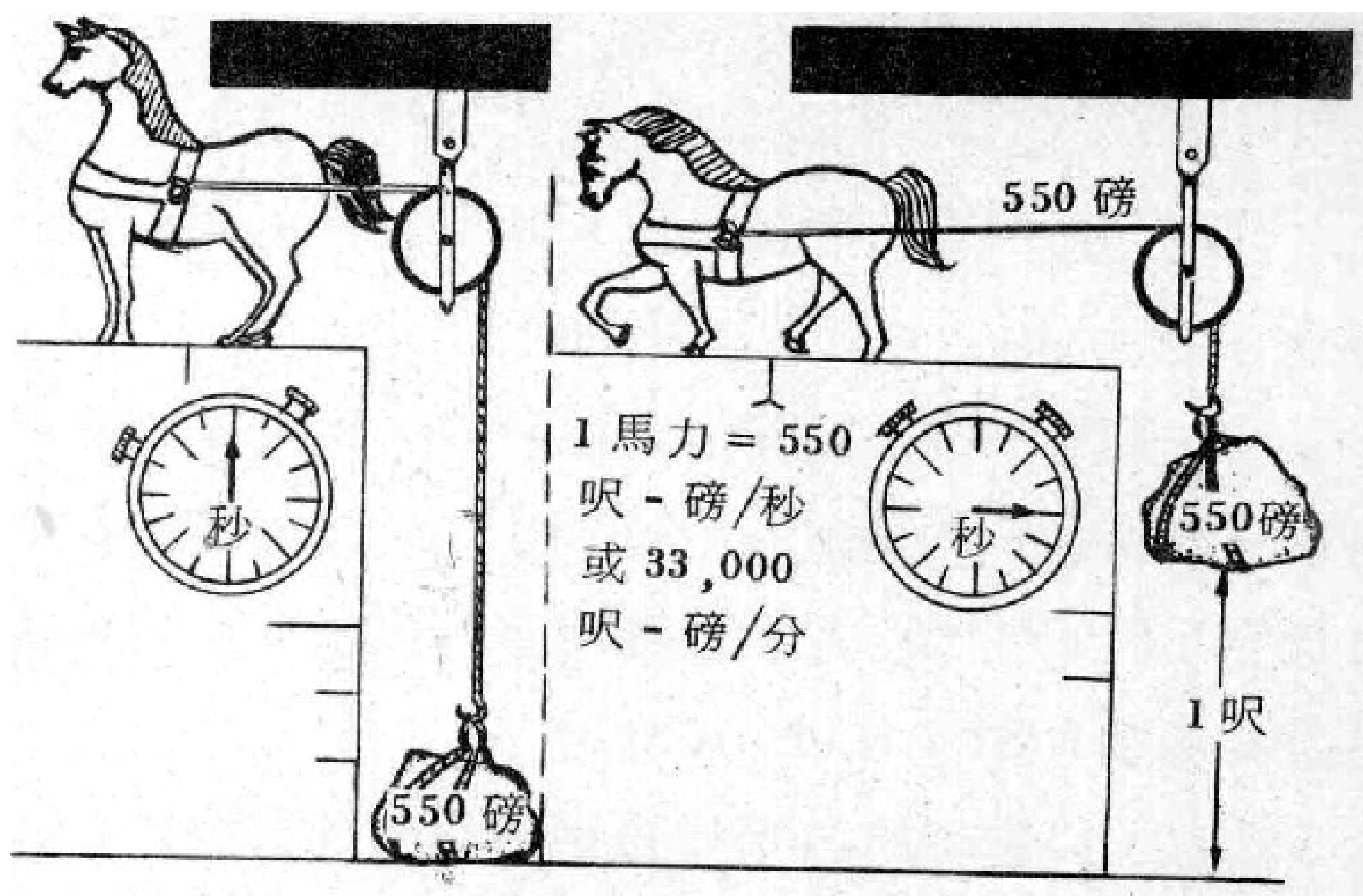


圖 10 — 197

馬力是一個大的功率單位，相當於估計一匹馬的作功速率。

【馬可尼】(Marchese Guglielmo Marconi 1874—1937)

義大利電機學家與無線電報發明者。1874 年四月二十五日生於義大利熱那亞 (*Bologna*)，父爲義大利人，母爲愛爾蘭人。從家庭教師受教育，自幼卽對電學特感興趣，對赫玆的實驗尤感興趣，開始研究利用電磁波由空間傳播信息。1896 年赴英國並獲得無線電的專利，1897 年在英國成立無線電報與信號公司，1900 年改組爲馬可尼無線電報公司。1898 年在英倫海峽試驗無線電成功，1901 年由英國康瓦耳 (*Cornwall*) 拍發電報到大西洋彼岸紐芬蘭的聖約翰成功，證明地球表

面的曲率不影響無線電的收發。1909 年與布浪（*Braun*）合得諾貝爾物理學獎。1937 年逝於羅馬。

【馬可尼式天線】（Marconi antenna）

一種有地線設備的天線。

參閱“天線（*Antenna*）”條。

【馬呂士】（Etienne Louis Malus 1775—1812）

1775 年六月二十三日生於巴黎，先在*Mezières* 之兵工學校攻讀，後在德國及埃及之法國陸軍服役。返國後曾在安特衞普、期特拉斯堡及巴黎等地任軍官職，並自行致力研究光學（*Optics*）。1810年在首次發表的論文中，宣佈對光在透明介質中折射的若干有價值的發現；在雙折射（*double refraction*）理論中說明他對光的偏振（*polarization*）現象的發現，由此發現而入選科學研究院，並獲倫敦皇家學會的獎章，馬呂士既是軍事工程師又是物理學家，惜英才早逝，1812 年逝於巴黎。

【馬呂士定理】（Malus' theorem）

繪一線系 $L, L', L'', \cdots\cdots$ 垂直於波面 $S, S', S'', \cdots\cdots$，這些線稱爲射線（如圖 10—198）。其相當於波之能量及動量的傳播線，必可看出射線與波面間之關係類似於力線與等位面間之關係，由一定射線所連接之不同波面上之點，如 a, a', a'' 或 b, b', b'' 稱爲對應點（*corresponding points*）。波從 S 面走到 S' 面所需之時間沿任何射線所量得者必須相同，故對二波面上所有各對之對應點而言，對應點間之時間間隔完全相同，此卽馬呂士定理。由上陳述可斷言 aa''，bb''，cc''，……之距離必視波在各

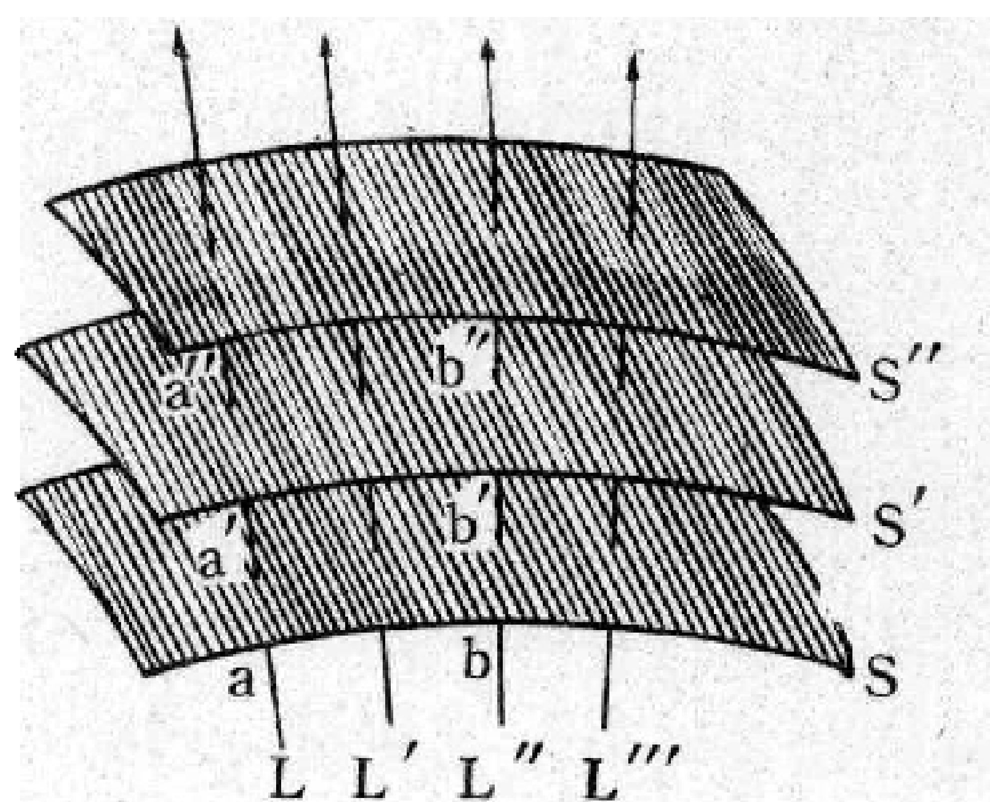


圖 10—198　射線及波表面

點之運動速度而定，在一均勻等向性的介質中，所有各點及所有各方向的速度全相同，二波面上所有對應點間之距離必須相同，在此必須體認的另一重要事實爲在一均質等向性介質中射線必爲直線，由於對稱關係，其無理由彎向一邊或另一邊，茲舉平面波及球面波圖解說明此事項，如圖 10 — 199之(*a*)及(*b*)部分所示。故對一般情況而言，在一均勻等向性介質中，波面系必有一共同法線組，如圖 10 — 199 (*c*)所示，且沿著這些法線其間隔距離必須相等。

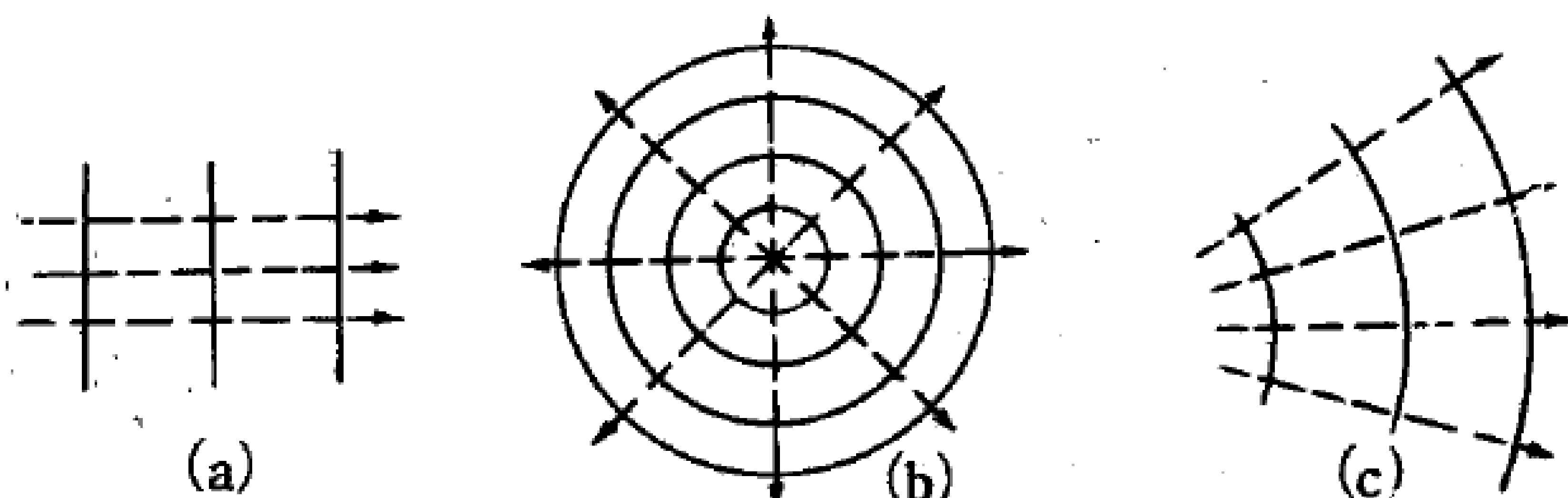


圖 10 — 199
平面波、球面波及任意形狀之波，與其某些射線

現在考慮一波傳播過接連的均勻等向性介質的情況，在越過相鄰二介質之交界處，傳播方向可能改變（此即射線可能改變方向），此係波面變更所致；但當波穿過一定介質時，射線將仍爲垂直於波面之直線，設S（如圖 10 — 200 ）爲在第一介質中之一波面，則可畫二條射線R_1及R_2垂直於S，在該介質中之相繼波面必垂直於R_1及R_2，若在波運動通過所有不同介質後，觀測到另一波面S'，我們發現射線R_1及R_2已變成R_1'及R_2'，此亦垂直於S'。換言之，馬呂士定理斷言：波傳播之全部所有過程中，射線與波面間之正交關係是守恆的。此定理更進一步暗示：波從A_1傳播到A_1'（此爲對應點）所需之時間必與從A_2走到A_2'（此亦爲對應點）所需之時間相同。

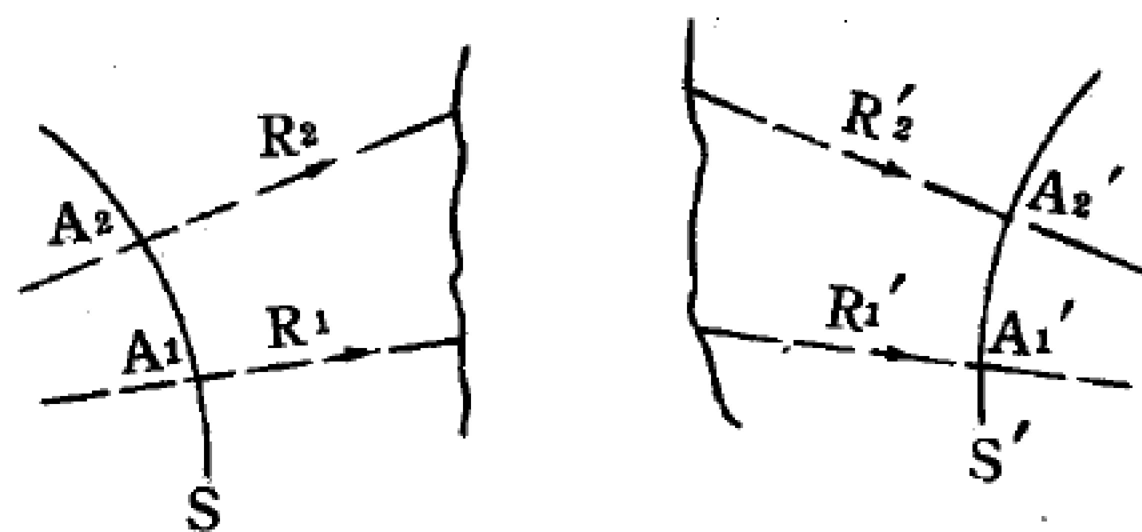


圖 10 — 200
入射波及出射波中之對應射線

【馬克士威】（ James Clerk Maxwell 1831 — 1879 ）

蘇格蘭物理學家。1831 年十一月十三日生於蘇格蘭首府愛丁堡，家境富有，九歲時喪母，十六歲入愛丁堡大學。後入劍橋大學三一學院，從霍卜金斯（*William Hopkins* ）爲師，霍氏是當時公認爲最有才能的數學教師之一。1856 年在蘇格蘭任物理學教授，1860 至 1868 年在倫敦王家學院（*King's College* ）教授物理學，1871 年創設並主持卡分地西實驗室（*Cavendish Laboratory* ），並爲劍橋大學首任實驗物理學教授。

馬克士威是十九世紀最偉大數學家及物理學家之一，其對運動電荷和氣體運動論的研究最爲馳名，馬氏不僅是理論物理學家，也是傑出的實驗物理學家，他利用法拉第（*Faraday* ）實驗發現的電磁感應現象，得到對電磁場精確的描述。馬氏假設電磁場一致作用，產生一種新的能量稱爲輻射能。由此導致馬克士威在 1864 年完成完整的電磁理論，現稱爲馬克士威方程式（*Maxwell's equation* ），其在電磁學中的重要性就像力學中的牛頓運動定律一樣。這新的理論預測有電磁波，在空間中以光速傳播。1887 年赫茲（*Heinrich Rudolph Hertz* ）發現電磁波，因而得以發展無線電、電視和雷達。馬克士威的結論爲光波本質是電磁波並非機械波，因之使物理光學成爲電學的一支。他的發現爲以後研究 *X* 射線和紫外線的基礎。

馬克士威在十五歲時即開始論文投稿。撰寫一短篇關於直角坐標描繪卵形線的機械方法寄與愛丁堡的皇家學會。十八歲寫成彈性固體的平衡（*The Equilibrium of Elastic Solids* ）論文，爲他以後發現液體承受重大切應力時產生雙折射（*double refraction* ）奠定基礎。馬克士威興趣廣泛，對天文、色與視覺的理論都加以研究，曾發表土星環的穩定性、色之感覺及色盲導論文。對氣體運動的理論爲熱力學的重大進展舖成大道。利用統計方法，馬克士威的速度分佈方程式能預測氣體中有某種速率的分子數目爲若干，現稱爲馬克士威分佈律，並著氣體運

動論一書。1873 年出版電磁學論文（*Treatise on Electricity and Magnetism*），是馬克士威最有名的著作，迄今仍為電磁理論的基礎。1871 年著熱理論，為最出色的教科書，1876 年完成物質與運動論文。1879 年十一月五日逝於劍橋。

後人為了紀念他，以磁通量（*magnetic flux*）的絕對單位為馬克士威。

1 馬克士威（1 線）＝ 1×10^{-3} 仟線 ＝ 1×10^{-8} 韋伯

【馬克士威方程式】（Maxwell's equation）

這是描述磁場強度 $\vec{H}$、電場強度 $\vec{E}$、磁感應強度 $\vec{B}$、電位移 $\vec{D}$、電荷密度 ρ 和傳導電流 $\vec{J}$ 之間在介質中的關係之古典電磁理論方程式。其微分形式是（*M.K.S.A.* 制）：

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y}-\frac{\partial H_y}{\partial z}&=J_x+\frac{\partial D_x}{\partial t}\\ \frac{\partial H_x}{\partial z}-\frac{\partial H_z}{\partial x}&=J_y+\frac{\partial D_y}{\partial t}\\ \frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y}&=J_z+\frac{\partial D_z}{\partial t}\end{aligned}\right\}\text{或 } \nabla\times\vec{H}=\vec{J}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial y}-\frac{\partial E_y}{\partial z}&=-\frac{\partial B_x}{\partial t}\\ \frac{\partial E_x}{\partial z}-\frac{\partial E_z}{\partial x}&=-\frac{\partial B_y}{\partial t}\\ \frac{\partial E_y}{\partial x}-\frac{\partial E_x}{\partial y}&=-\frac{\partial B_z}{\partial t}\end{aligned}\right\}\text{或 } \nabla\times\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (2)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x}+\frac{\partial D_y}{\partial y}+\frac{\partial D_z}{\partial z}=\nabla\cdot\vec{D}=\rho \qquad (3)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x}+\frac{\partial B_y}{\partial y}+\frac{\partial B_z}{\partial z}=\nabla\cdot\vec{B}=0 \qquad (4)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \qquad (5)$$

（1）式就是馬克士威修正後的安培定律(*Ampere's law*)，（2）式即法拉第電磁感應定律（*Faraday's law of electromagnetic induction*），（3）式是高斯靜電定律（*Gauss electrostatic law*），（4）式是高斯磁定律（*Gauss magnetic law*），（5）式是歐姆定律（*Ohm's law*）。在線性、均勻且各向同性的介質中

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \qquad \vec{B} = \mu \vec{H}$$

式中 ϵ 是介質的電容率，μ 是磁導率（*permeability*）。在眞空中 ϵ_0 與 μ_0 又有 $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$（c 為光速）的關係。

馬克士威方程式的積分形式是：

$$\oint \vec{H} \cdot \vec{ds} = \int_S \left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) \cdot \vec{ds}$$

$$\oint \vec{E} \cdot \vec{ds} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \vec{ds}$$

$$\int_S \vec{D} \cdot \vec{ds} = \int_V \rho \, dv$$

$$\oint \vec{B} \cdot \vec{ds} = 0$$

【馬克士威方程式在羅倫茲變換下的不變性】（Invariance of Maxwell's equation under a Lorentz transformation）

相對論原理說明物理定律在各慣性坐標系中均有同一形式。即物理定律以方程式表示，則必具有羅倫茲變換的協變形式，亦即必須是張量方程式，因此，只要馬克士威方程式能寫成羅倫茲坐標中的張量方程式形式，就具有形式不變性。

首先討論電荷密度 ρ 和電流密度 $\vec{J}$ 的變換形式，由電荷守恆可知：

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial}{\partial t} \rho = 0$$

此式欲寫成羅倫茲不變形式，只要將 ($c\rho$, $\vec{J}$) 視爲四維向量 (*four-vector*) $\vec{J}_\alpha$ = ($c\rho$, $\vec{J}$) ，則上式爲

$$\sum_{\alpha=0}^{4} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \vec{J}_\alpha = 0$$

這是羅倫茲不變式。同樣，四維向量位

$$\vec{A}_\alpha = (\phi , \vec{A})$$

ϕ 爲電位，$\vec{A}$ 爲三維向量位，則電磁場張量可以定義爲：

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x_\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x_\nu} A_\mu$$

由電場與磁場定義

$$\vec{E} = -\nabla\phi - \partial\vec{A}/\partial t$$
$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$$

知 $F_{\mu\nu}$ 爲

$$F_{\mu\nu} = \begin{matrix} & \rightarrow \nu \\ \downarrow \mu & \end{matrix} \begin{bmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & -B_y \\ -E_y & -B_z & 0 & B_x \\ -E_z & B_y & -B_x & 0 \end{bmatrix}$$

這是四維的二秩反對稱張量。

由以上定義，馬克士威方程式中

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \qquad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

兩式可以合併寫爲

$$\frac{\partial F_{\alpha\beta}}{\partial x_\gamma} + \frac{\partial F_{\gamma\alpha}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial F_{\beta\gamma}}{\partial x_\alpha} = 0$$

另兩方程式

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \qquad \nabla \times \vec{B} - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\vec{J}$$

可以合併寫爲

$$F_{\mu\nu},\ \nu = \frac{4\pi}{c}\vec{J}_\mu$$

【馬克士威、波茲曼分佈律】(Maxwell - Boltzmann distribution law)

一系統在統計平衡狀態就不會離開最可能之配分，若無統計擾動，除非受到一外來作用騷擾；此意即配分之數目 n_1, n_2, n_3, ……可以在最可能配分之相當值左右變動而沒有顯著（或可觀察的）的巨觀(*macroscopic*)效果。例如，假設一氣體在統計平衡狀態，其一能量爲E_i之分子與一能量爲E_j之分子相撞；碰撞後其能量爲E_r及E_s，可以假設在短時間內另一對分子移離能量狀態E_r及E_s，而此對或另外一對分子移入能量狀態E_i 及E_j，故統計起來此配分沒有改變。

一統計平衡系統之質點的平均能量具有一明確值表爲

$$E_{ave} = \frac{U}{N} = \frac{n_1E_1 + n_2E_2 + n_3E_3 + \cdots\cdots}{n_1 + n_2 + n_3 + \cdots\cdots}$$

因此在統計平衡狀態之一系統具有一明確之溫度且亦在熱平衡狀態，換言之，統計平衡一詞與熱平衡一詞可以同等使用。

統計力學之主要問題在於尋覓一已知其組成之孤立系統的最可能配分（或分佈律），一旦最可能之配分尋獲，其次之問題乃爲想出方法以推導系統之巨觀或觀測性質。欲得一系統之分佈律，可以嘗試幾個似乎有理的假設，一直到分佈律所預期者與觀測所得性質一致。廣於應用之一分佈律稱爲馬克士威、波茲曼分佈律，此爲古典統計學(*Classical statistics*)之基礎。

按照馬克士威、波茲曼統計，在溫度T的時候相當於最可能分配的能量E_i的質點數是：

$$n_i = Ae^{-E_i/kT} \qquad (1)$$

此爲馬克士威－波茲曼分佈定律，其中k是波茲曼常數，A是依溫度、總質點數以及系統質點的其他性質而定的一個常數。

由於（1）式中的指數項$e^{-E_i/kT}$是依E_i/kT而降低的函數，E_i/kT這比例愈大時，n_i這數目的值就愈小。所以在一定的溫度下，能量E_i愈高，n_i的值就愈小。換句話說，一個狀態的能量愈高，在這狀態的質點的數目愈小。當溫度很低的時候，只有能量最低的一些階層才被佔有（如圖 10—201）。但是在較高溫度時（當能量一定時，這就相當於一個較小的E_i/kT的值），質點由較低的階層轉到較高的階層，所以較高能量的階層的相對質點數就會增加。在絕對零度的溫度，只有最低的一個狀態被質點佔有。

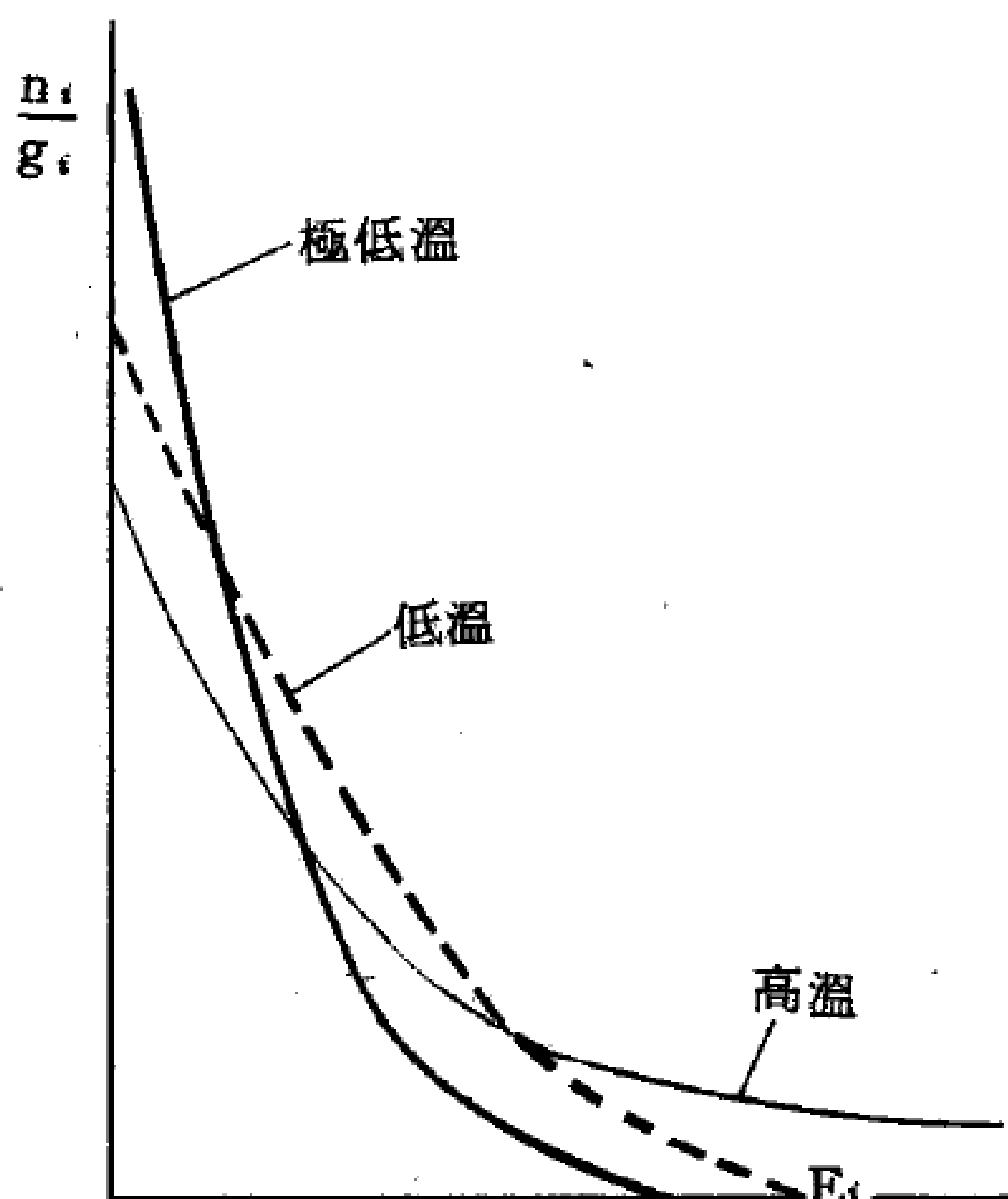


圖 10 — 201
三個不同溫度下的馬克士威、波茲曼分佈

馬克士威、波茲曼分佈律之應用，其最有趣且重要者之一爲決定一氣體中之分子能量及速度。可想像氣體爲以不同速度向各方運動之分子系統，其分子可視爲是自由的，除非它們自己碰撞或與器壁相撞；每作一次碰撞就發生能量及動量交換，當到達平衡時分子能量及速度就有一明確之分佈。

一氣體中所有的分子能量（及速度）均爲可能，而不說多少分子具有一已知能量，較有趣者係在能量E及$E+dE$之小間隔內之分子數dn，由馬克士威、波茲曼分佈律，可以證明每單位能量間隔之分子數

（此卽dn/dE）可表爲：

$$\frac{dn}{dE}=\frac{2\pi N}{(\pi kT)^{3/2}}E^{1/2}e^{-E/kT} \qquad (2)$$

此公式適用於一理想氣體分子之能量分佈，原爲馬克士威在 1857 年左右所推出者。以二不同溫度所畫（2）式之關係圖，如圖 10—202 所示，但（2）式能量分佈與分子質量無關。

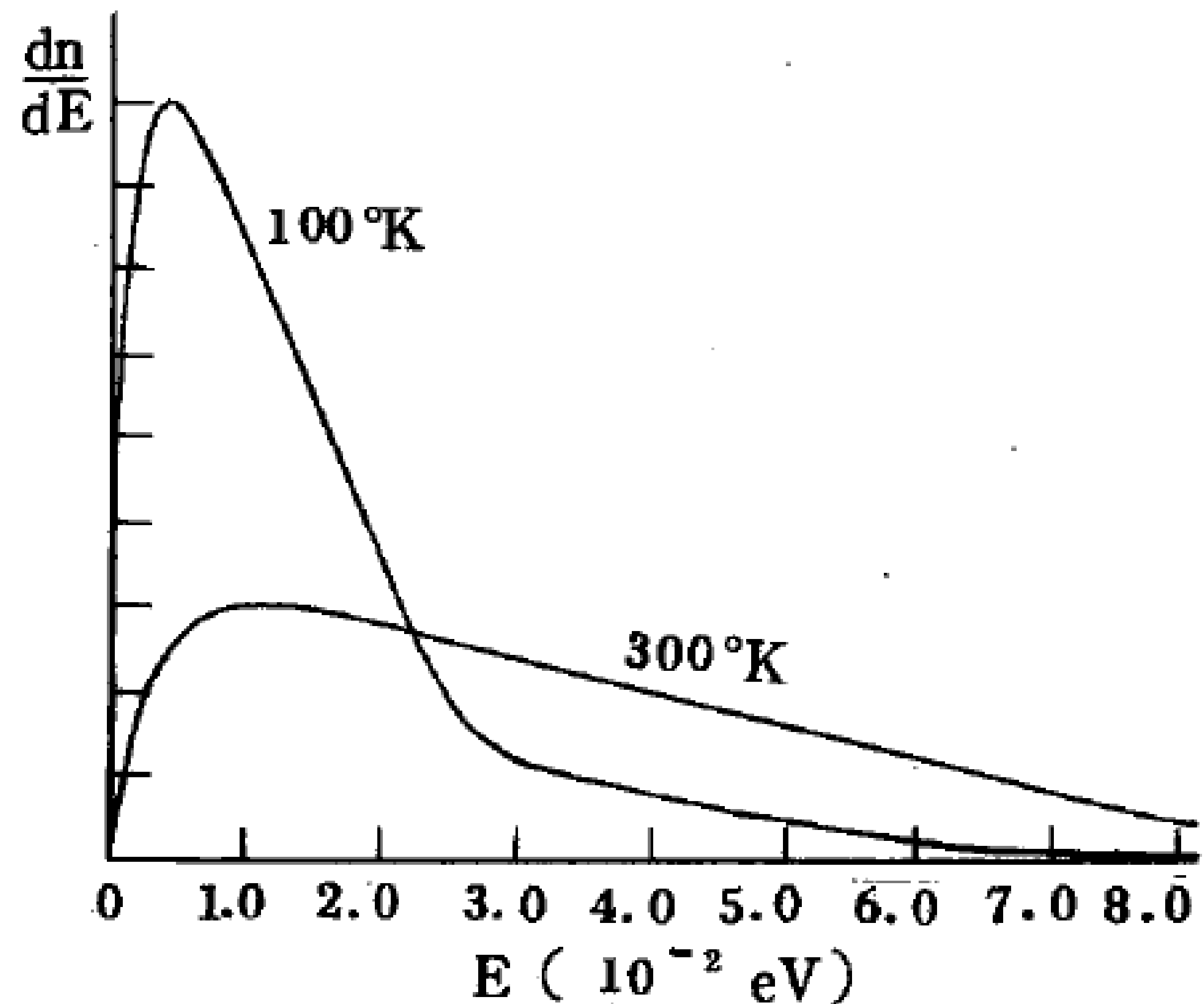


圖 10 — 202
在二種不同溫度（100°K 及 300°K）下之分子能量分佈

有時候所需要者爲速度分佈而非能量分佈，注意

$$E=\frac{1}{2}mv^2$$

故 $$\frac{dE}{dv}=mv$$

則得

$$\frac{dn}{dv}=\frac{dn}{dE}\frac{dE}{dv}=mv\frac{dn}{dE}$$

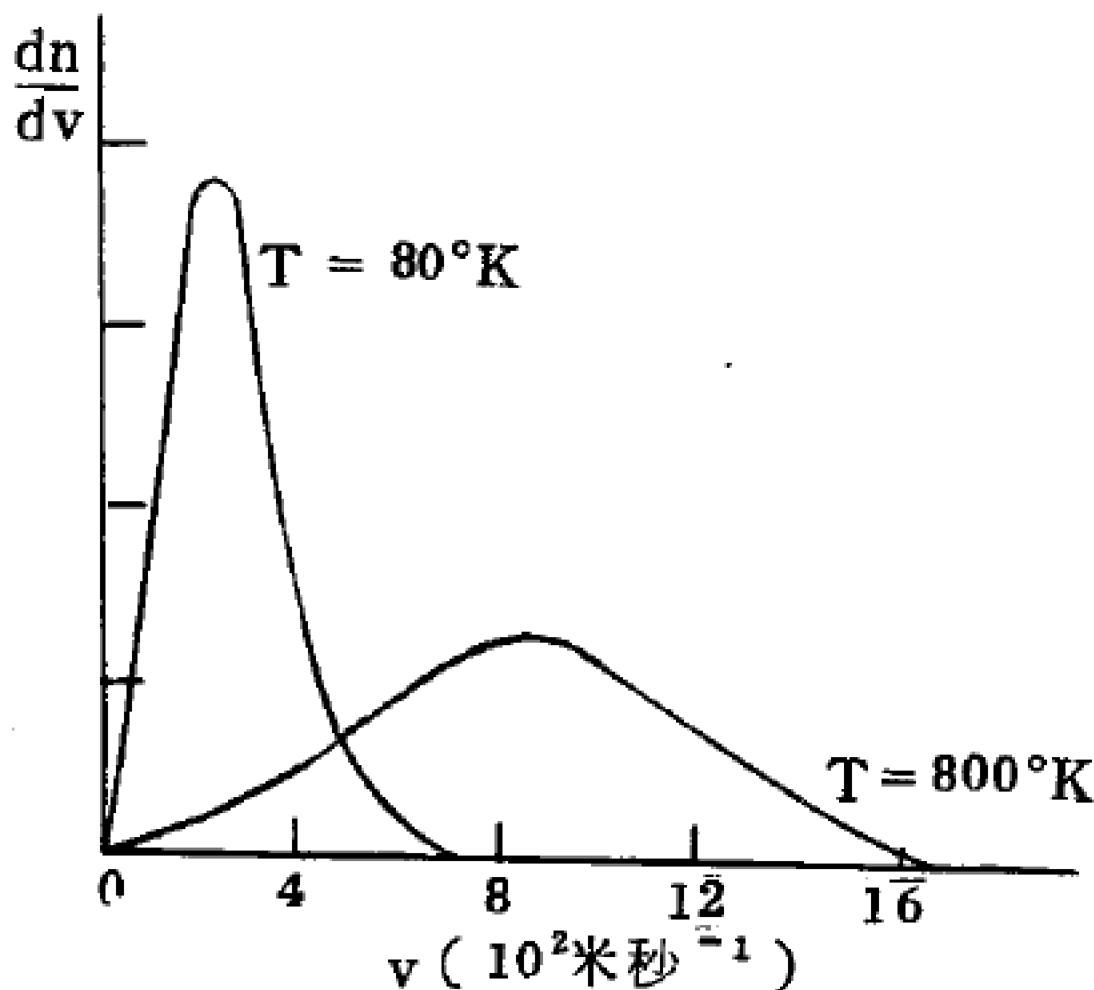


圖 10 — 203
氧在二種不同溫度（80°K 及 800°K）下之分子速度分佈。

以$E=\frac{1}{2}mv^2$代入（2）式，則得

$$\frac{dn}{dv}=4\pi N\left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}\cdot v^2e^{mv^2/2kT} \qquad (3)$$

此爲用於理想氣體分子速度分佈的馬克士威公式。其表出運動速度介於v及dv（不問其運動方向）的分子數dn。在二不同溫度時，氧之速度分佈如圖 10—203 所示，亦卽速度分佈視分子質量而定。

雖然在相同溫度所有氣體之能量分佈律（2）相同，但每種氣體之

速度分佈就不一樣，乃因（ 3 ）式中有原子質量m存在的關係。

【馬克士威關係式】（ Maxwell's relations ）

可用三個熱力學變數P、V、T表示的一定質量物系稱爲化學系。在化學系中描述其性質時，利用下面四種熱力學函數來表示較方便：

1. 內能U。
2. 焓（ *enthalpy* ）（或熱函）$H=U+PV$
3. 赫爾姆霍茲函數（ *Helmholtz function* ）$A=U-TS$
4. 吉布士函數（ *Gibbs function* ）$G=H-TS$

對可逆微小過程，這些函數的變化均爲完全微分，因此可導出：

$$dU=TdS-VdP$$

$$dH=TdS+PdV$$

$$dA=-PdV-SdT$$

$$dG=VdP-SdT$$

利用完全微分的性質"當$dz=Mdx+Ndy$ 爲完全微分時，$\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_x=\left(\frac{\partial N}{\partial x}\right)_y$ 會成立，但z，M，N均爲x，y的函數"，可以再導出下面四個關係式：

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S=-\left(\frac{\partial P}{\partial S}\right)_V \qquad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S=\left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V=\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \qquad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P=-\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T$$

這四個關係式稱爲馬克士威關係式。

【馬肯及方程式】（ Mackenzie equation ）

$$S=c\ \log_{10}P+a$$

其中S爲聲音強度的感覺，P是超額壓力，c，a是頻率相依參數。

【馬若特】（ Edme Mariotte 1620 — 1684 ）

法國人，生於勃良第（ *Burgundy* ），本爲第戎（ *Dijon* ）之教會

牧師，後因科學上之貢獻極多，遂移居巴黎。1666 年巴黎創設科學院（*Academy of Science*），首任研究員之選，終其身未他去。

和波義耳相同，發現出壓力與容積間之關係，成爲有名之波義耳、馬若特定律，於 1676 年爲文發表。另一不朽之貢獻，就是地面上水的循環的測定，經他對於雨量詳細測定之後，始斷定泉水的來源出於降落山頂的雨和雪，所以地球上的水的循環，是經由全體大氣在地球表面上進行的。又關於雲中雨滴的形成，也從馬若特始得到正確的觀念。其他諸如流體的運動、顏色的本性、喇叭的音、氣壓計、落體、槍礮的反坐、水的結冰等都有很深的研究，從種種方面均足以表明其爲徹底之研究家。

【馬若特定律】（**Mariotte's law**）

即波義耳定律。

詳閱“波義耳定律（*Boyle's law*）”條。

【馬若特瓶】（**Mariotte's jar**）

這是一個在側面具有流出口的瓶子，瓶頸處塞緊，另用一根兩端開放的玻璃管子穿過瓶塞，並使這管子或多或少的深入瓶內的存水中。如果讓水向外流出，則出水的噴射距離就不會像常例中的那樣漸漸縮短，而是在瓶內的水面沒有降到下端管口以前，一直會維持不變（如圖 10—204）。

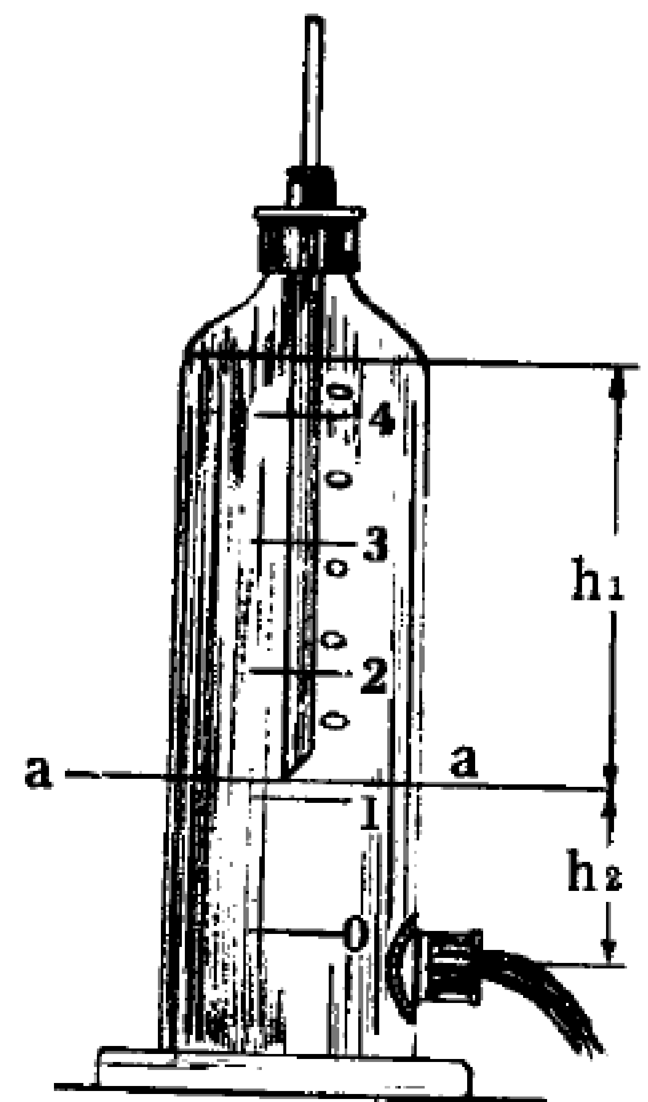


圖 10—204 馬若特瓶

這種現象可以解釋爲：當水從瓶中流出時，瓶內水面漸降，瓶內的大氣空氣乃隨之而擴展，其壓力亦即減低。外界的空氣壓力因而取得優勢，於是就有空氣從管子中流入瓶內，在水中形成氣泡而上升，使瓶內的空氣壓力重行增高。在水平的 *aa* 水層面上，水的作用就像一個液體天平

一樣。在這天平的中央，管子的下端開口處爲外界的大氣壓力，出了管口就是水柱 h_1 的壓力加上關在瓶內的空氣壓力。當平衡形成的一瞬間，在這全部水層平面上應該是受到相同的壓力（於此卽大氣壓力）。至於 aa 以上的水層與瓶內的空氣加在一起，正如管中的大氣空氣一樣，有一種等於大氣壓的壓力作用於 aa 以下的水層，所以作用於流出口處水上的壓力，現在卽爲：裏面是大氣壓力加上水柱 h_2 的壓力，外面是大氣壓力。因此，水就只單獨的在水柱 h_2 壓力影響之下外流。h_2 的高度旣然不變，所以流出的水柱其噴射距離也能保持不變。

如果增大管子下端與流出口之間的距離 h_2，則流出的速度以及噴射距離都要增大。反之，如果將管子向下推深一點，流出的情形也就跟著減弱。把管子下端推到與出口爲同一平面時，根本就不會再流出水來。

【馬格奴士效應】(Magnus effect)

當轉動中的圓球或圓柱體置於均勻流體中時（轉動體的轉軸與流向垂直），由於轉動體所生之環流與流體作用，使順著轉向的流體流速加快，而逆轉向的流速減慢，根據白努利定理（*Bernoulli's theorem*）$p+\frac{1}{2}\rho v^2+\rho gy=C$，得知流速慢的正壓力大於流速快的正壓力。因此轉動體就受到側壓力，此力與轉動軸及流向垂直，此種效應稱爲馬格奴士效應。

【馬特海森定則】(Matthiessen's rule)

大部分金屬的電阻率（*specific resistance*）在室溫時可由傳導電子和晶格聲子的碰撞決定。但在低溫時，晶格的作用極小，傳導電子和雜質原子或晶格缺陷的碰撞，卽可用以決定電阻。含有雜質的金屬，其電阻率通常可寫成：

$$\rho=\rho_L+\rho_I$$

ρ_L 是由晶格熱運動所引起的電阻率，ρ_I 由電子和雜質原子碰撞所引起

的電阻率。假如雜質的濃度很小，則ρ_I與溫度無關。 此即馬特海森定則。

【馬得隆能量】(Madelung energy)

在離子性晶體中主要的作用力是正負離子電荷之間的庫倫力 (*Coulomb's force*)，以及離子核心間的作用力。如果晶體有 $2N$ 個離子，N 個帶負電荷 $-q_-$ ，N 個帶正電荷 $+q_+$ ，則全部晶格位能可用下式表示之：

$$U=-N\cdot\frac{\alpha_M}{r_0}q_+\ q_-\ (\ 1-\frac{1}{n}\ )$$

式中 α_M 是馬得隆常數 (*Madelung constant*)，n 是重疊指數，r_0 爲最近離子間的距離，$-N\alpha_M q_+ q_-/r_0$ 稱爲馬得隆能量，相當於離子之間的靜電位能。

【馬得隆常數】(Madelung constant)

在離子性晶體中，正負離子之間的主要作用力是庫倫力 (*Coulomb's force*)。雖然仍有一些排斥力和多極交互作用存在，不過庫倫力仍然使離子性晶體具有很大的內聚能。如果一離子性晶體中有 $2N$ 個離子，帶正電 $+q_+$ 及帶負電 $-q_-$ 的離子各一半，則此晶體的靜電能 U 可寫成：

$$U=-\frac{N}{d}\cdot q_+\,q_-\ \cdot\alpha_M$$

d 是晶體的一特性參數，可用正負離子間的最短距離，或分子體積的三次方根，或立方離子晶體的邊長等值。α_M 就是馬得隆常數，其值隨晶格結構和所選 d 值而定，與晶格大小無關。如任何二離子之間的距離 r_{ij} 可以用 $r_{ij}=P_{ij}d$ 表之，則馬得隆常數可從晶格和求得。即

$$\alpha_M=\sum_j{}'\frac{(\ \pm\ )}{P_{ij}}$$

如作爲原點的第 i 個離子帶負電，則上式加號用在正離子，減號用在負

離子。

【馬達】(Motor)

把電能轉變成機械能的裝置。

【馬赫】(Ernst Mach 1838—1916)

奧國人，1838 年生於摩拉維亞(*Moravia*)的土拉(*Turas*)地方。中學畢業後於十七歲進入維也納大學研習數學及物理學，1860 年畢業，業私講師，教數學、心理學、物理學及赫爾姆霍茲的音之感覺論等。1864年任格拉茲(*Graz*) 大學數學教授，三年轉任布拉格(*Prague*)大學物理學教授，歷28 年之久，再於 1895 年轉任維也納大學物理學教授。馬赫的著作，數量固極豐富，性質又復重要，一生既是物理學家又是心理學家。

馬赫研究物體在氣體中以高速運動時的情形，發展以聲速爲準量度其運動速率的精確方法，在超音速飛行問題中，此法甚爲重要。

在飛機的速度未到達聲速以前之時，馬赫的研究尙不著名，當超音速飛機問世後，馬赫數(*Mach number*)即用以量度飛行速率。0.5 馬赫是聲速的一半，即次音速；1 馬赫等於音速，即穿音速(*transonic*)。

馬赫對力學所依據的概念歷史發展有濃厚興趣，曾講授所有由人類五官(視、聞、嗅、嚐、觸)而來的物理世界的知識。又講授觀察數據與科學定律之間的關係，“科學與力學”(*Science and Mechanics*)一書爲其著作之一。

【馬赫角】(Mach angle)

運動物體超音速率運動路線與馬赫線(*Mach line*)間之角度稱爲馬赫角。馬赫角之正弦等於本地方音速與飛彈速率之比。

參閱“馬赫波(*Mach wave*)”條。

【馬赫角錐】(Mach cone)

在三度空間馬赫波的波前所形成的角錐。

參閱“馬赫波（*Mach wave*）”條。

【馬赫波】（Mach wave）

當波源前進的速度（v_s）大於波速（v）時，各波前的表面形成一個圓錐，其軸即為波源的運動方向，如圖 10—205 所示。此時每球面之半徑是波速 v 和自波源在圓心處所經之時間 t 之乘積。此波之包跡是錐面，其面和波源的運動方向成角 θ。由圖得

$$\sin\theta = \frac{v}{v_s}$$

如為水波則錐面化為相交之二直線。在空氣動力學中，v_s/v 之值稱為馬赫數。

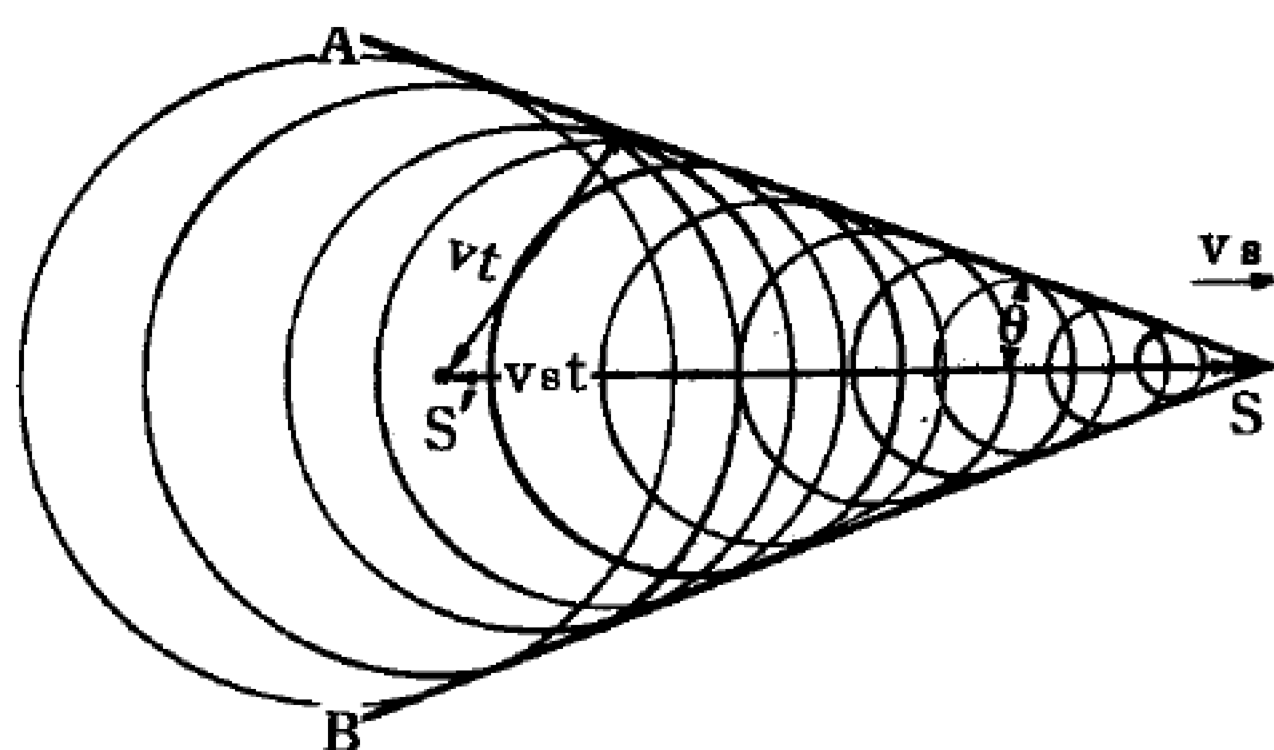


圖 10—205
以超聲速運動之拋射體所成之一群波前。θ 為馬赫角，SA 和 SB 為馬赫線

【馬赫原理】（Mach principle）

牛頓力學系統中絕對加速度觀念的不當，馬赫首先體認到而以對宇宙中其他物體的相對加速度觀念取代之。

1918 年愛因斯坦將馬赫最初的假設加以廣義化，認為一物體的慣性（質量），是宇宙上所有物體存在的結果，換句話說，慣性是由於所有物體相互作用的結果。所以使一質點相對其他物體產生加速度時，被認為需要力。愛因斯坦稱此為馬赫原理。

【馬赫數】（Mach number）

在波動中波源速度與波速之比；或流體中局部流速與局部聲流之比皆稱為馬赫數。馬赫數小於 1 時，稱為次音速流動，此時流體中局部的擾動可在流動的前方傳播。若馬赫數大於 1 時，稱為超音速流動，此時擾動不會在流動的前方傳播，結果形成震波（*shock wave*）。

【馬赫線】(Mach line)

一極微質點以一馬赫之速度運動時所產生之理論衝擊波線稱爲馬赫線。

【馬德堡半球】(Magdeburg hemispheres)

在空氣壓力的歷史上，最特出的人物之一是馬德堡(*Magdeburg*)的哥立開(*Otto Von Guericke*)，他最驚人的試驗是所謂馬德堡半球，這是兩隻大的銅質半球，合在一起時可以成爲一個圓球，將球內空氣排除後，球外空氣的壓力使兩半球合在一起，其連接處用墊料和油脂使其緊密不漏，在半球上面各裝有重的黃銅環，環上各扣繫著八匹馬，令馬分向兩側前進，將兩半球拉開，最後一聲巨響銅球破碎了，他算一算這項工作所需的力量是 2,686 磅。

哥立開發現一個內部眞空的銅球，可以貯藏起來備以後需要時使用，因此他製造了許多令人驚奇的效果，下面所說的就是其中之一。一個直立的圓筒被牢牢地固定著，圓筒裏面裝有一個配合良好的活塞，用一根繩子，一端連在活塞上，一端穿過上面的滑輪，將這繩子的末端分爲二、三十股，由許多人緊握著，令活塞被拉在筒內上方的位置，然後在圓筒之下側連接著一隻眞空的長頸瓶，當瓶頸上的旋塞打開時，活塞突然被拉了下來，全部拉著繩子的人都被拉得站立不住。

實際上，蒸汽機的發明，乃肇端於此，因爲發明蒸汽機的瓦特也曾重複舉行這個試驗，僅有的差別是他未用稀薄空氣，而是用水蒸汽冷凝的方法造成圓筒空間的低壓而已。

【馬蹄磁鐵】(Horseshoe magnet)

卽蹄形磁鐵。

參閱“蹄形磁鐵(*Horseshoe magnet*)”條。

【高低波】(Up and down wave)

介質振動的方向與波進行的方向垂直者，稱爲高低波，又稱橫波。

參閱“橫波（*Transversal wave*）”條。

【高低音控制】（Pitch control）

高低音控制是利用電容器對頻率的選擇性，選取或摒除某一較小範圍或單獨頻率的聲音之輔助方法之一。在擴音機或普通收音機中，大都用電位器作不精確的音調控制。但在電子風琴（*electric organ*）及歐洲式收音機中，常用電容器網路並聯於聲頻放大級的輸出部分，以開關選擇其連接（*connection*）而控制其高低音（*pitch*）。電子風琴藉不同頻率的聲頻振盪器（*audio frequency oscillator*）以產生各音階的主頻（*master frequency*）與副頻，經鍵盤（*key*）控制，從而混合成具有複雜諧音（*harmonics*）的訊號，經揚聲器以發出樂音。諧音的組成，間或因振盪器頻率稍有移變，或因混合訊號的相位交錯而發生音節移變。爲補救其缺失或調變長短音節及某一樂音的強度，常以足鍵或肘形開關（*toggle switch*）管制電子管電路中的電容器串、並聯網路，使某一頻率的電流通地，以變換音色。

歐洲式收音機常藉三點撥動式開關，以變換聲頻輸出部分並聯的電容器，在收音機面板（*panel*）上標出 *bass*（低音）、*brilliant*（悠揚）及 *tripple*（三倍音程）等字樣。

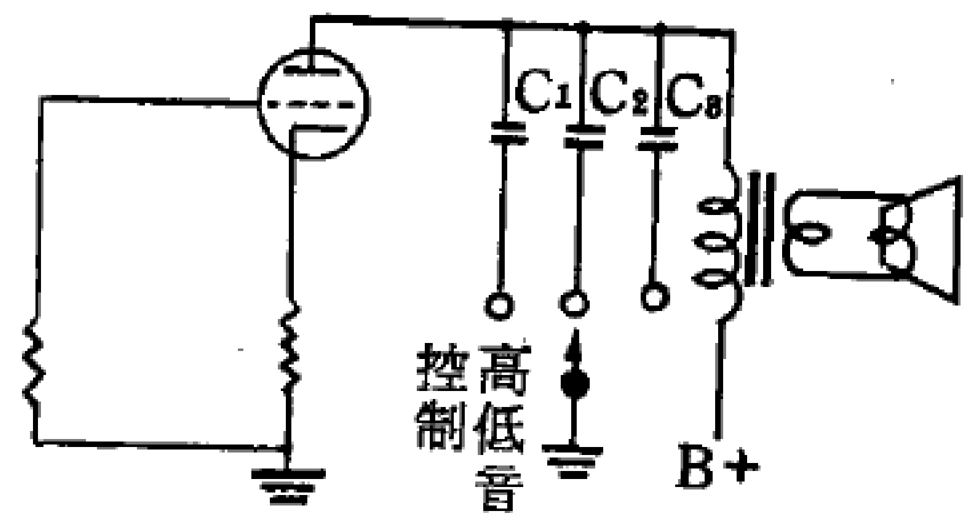


圖 10—206

高低音控制對音樂有較明顯而嚴格的劃分，作合於音樂規律的調整。而音調控制則藉電位器控制電子放大管的輸出頻率，便於作較平滑的自由調節，比較適於語言品質的調變。

【高低音揚聲器】（Diacone speaker）

揚聲器內有兩個發音輻射器，一爲高帶聲頻，一爲低帶聲頻，但音圈只有一個。

【高抗阻比】(High Q)

電抗比有效電阻大許多倍的電路，如屬 *L C* 諧振電路當屬一個優良電路。

【高放大因數管】(High mu tube)

放大因數大的電子管，作電壓放大用。

【高空天氣圖】(Upper-level chart)

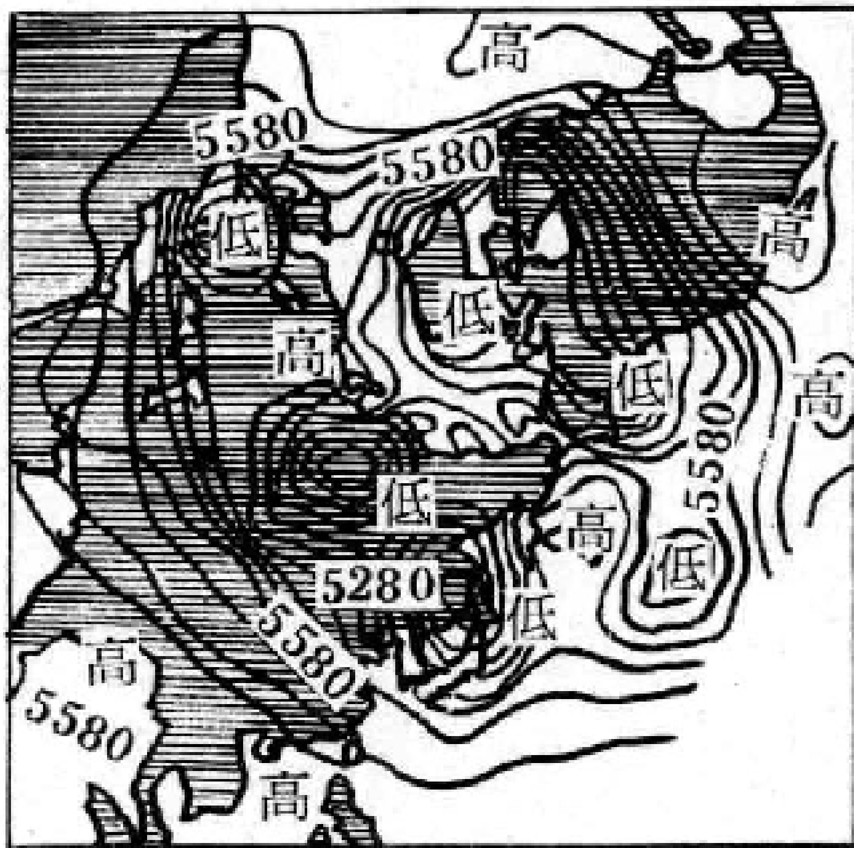


圖 10 — 207

表示上空的風、氣壓、氣溫、濕度等的分佈的天氣圖，謂之高空天氣圖，如圖 10 — 207 所示。繪製各個高度的天氣圖，便可立體地瞭解大氣的狀態、動向。

高空天氣圖是飛機飛行所必須的，同時也是天氣預報（尤其是長期預報）所不可或缺的。

【高空輻射帶】(Upper-level radiation band)

由電離層（ *ionosphere* ）、地磁（ *earth's magnetism* ）及極光（ *aurora* ）之研究使人想像高空中可能有粒子存在。自火箭發射衛星在高空觀測，才逐漸明瞭地球上空情況。1958 年六月二十六日探險家三號（ *Explorer* Ⅲ ）由范艾侖（ *Van Allen* ）設計之蓋革計數器（ *Geiger counter* ）測輻射粒子，結果測得在 280～2,200 *km* 間粒子密度很強，此即所謂內帶（ *inner*

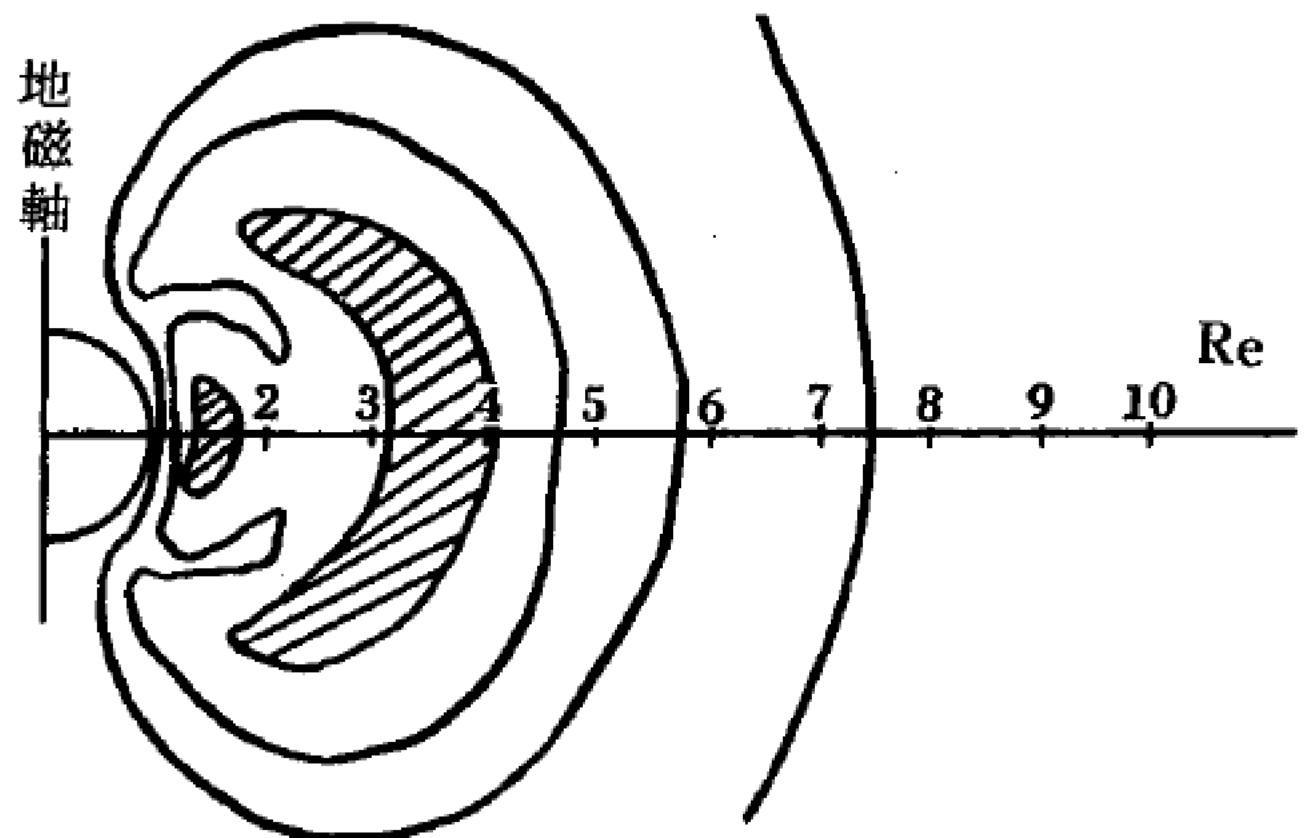


圖 10 — 208
赤道子午面之輻射帶剖面

belt ）。1959年十月先鋒三號（*Pionear* Ⅲ）高達124,000 *km* 測出在3,000 *km*以後強度漸減，後又慢慢增加至20,000 *km* 達最大密度又降低，即所謂外帶（*outer belt*）。兩帶均通稱爲范艾倫帶（*Van Allen belt*）。

依先鋒三號數據以赤道子午面之輻射帶剖面圖，如圖10—208 所示。

探險家十二號指出粒子的分佈隨地磁場之變形而改變，並在磁球（*magnetosphere*）界外也有大於40*KeV*粒子，但強度很低。

探險家十四號以四種性能不同之儀器：

213 *A* $E_p \geq 500KeV$

213 *B* $E_e \geq 40KeV$ $E_p \geq 4.5MeV$

213 *C* $E_e \geq 230KeV$

302 $E_e \geq 1.6MeV$

分別測出連續的四條曲線以代表粒子分佈情形，如圖10—209 所示。其顯著點列表如下：

粒子分佈狀況

高度近赤道km	$E_e \geq 40KeV$	$E_e \geq 230KeV$	$E_e \geq 1.6MeV$	$E_p \geq 500KeV$	$E_p \geq 4.5MeV$
10,000		10^2			
20,000		4×10^4		4×10^6	15×10^4
27,000	1×10^9	1×10^7	5×10^6		
31,000	1×10^8	5×10^6	1×10^6		
39,000	1.5×10^8	1.5×10^6	2×10^5		
55,000	2×10^7	3×10^4	1.5×10^3	5×10^4	
65,000	1×10^6	6×10^3	2×10^2	1.5×10^4	
≤103,000 ≥ 75,000	5×10^2			5×10^2	

由圖 10－209 知75,000 *km* 到 103,000 *km*，強度爲 5×10^2 粒子/$cm^2 sec$，與宇宙線（*cosmic ray*）之地面強度差不多，這表示磁球外與大氣層下是含有同樣宇宙線。在 72,000 *km* 處有一光譜不連續點，可能爲磁球之界面。27,000 *km* 密度最大爲外帶中心，18,000 *km* 最小爲內外帶間谷，10,000 *km* 又增高乃內帶中心。

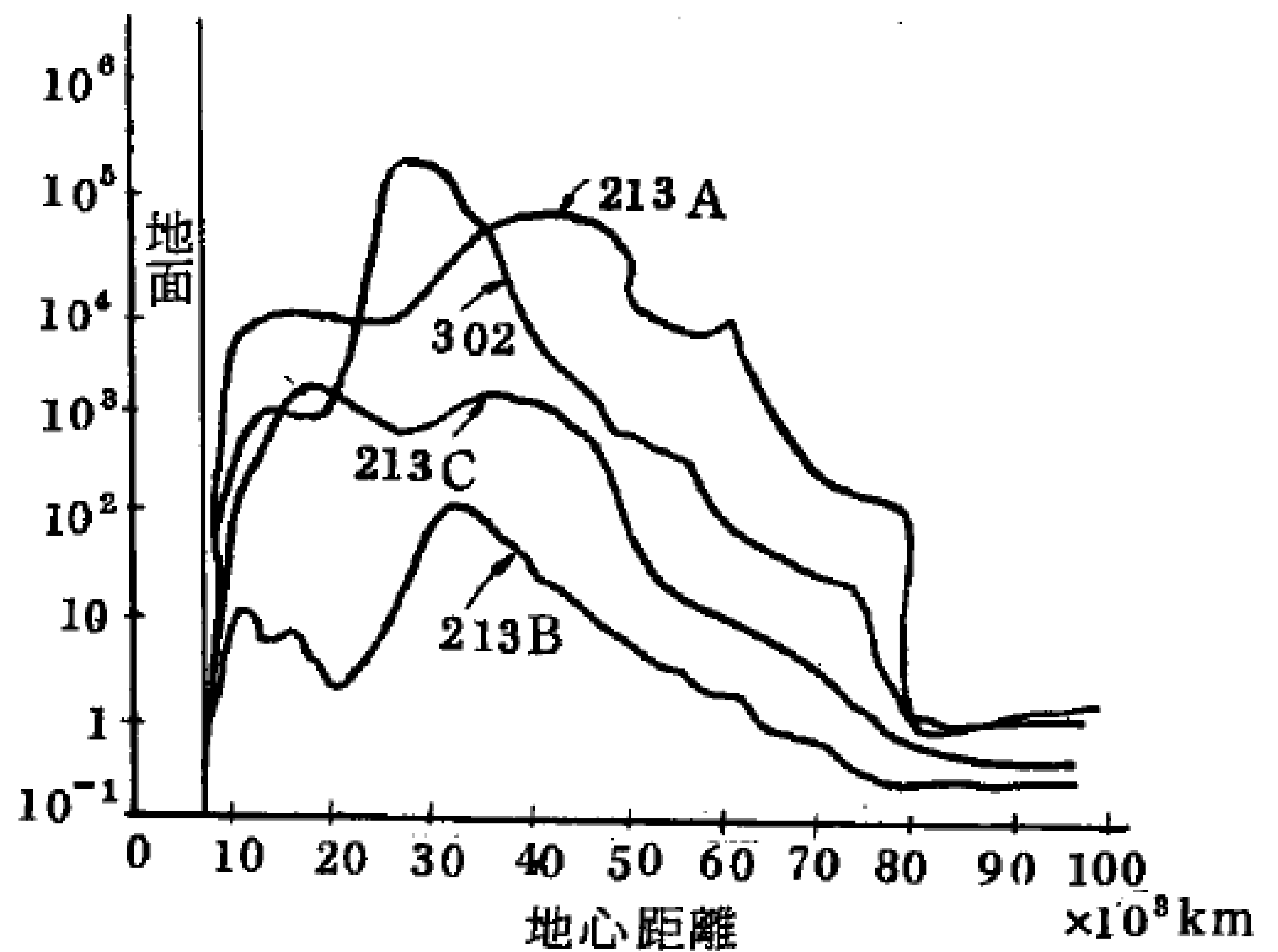


圖 10－209　粒子的分佈

水手二號（*Sailor* II）以不同能量之粒子強度數據得到不同電子分佈圖，因不同能量之粒子其分佈位置不同，且輻射帶內之粒子能量亦無定限，隨輻射感受強度而定。故有人主張內外帶爲一整個，也有人主張內外帶分開，內帶剖面形如扁豆，外帶的如香蕉。

依據衛星探測及模型推算結果，地球外空輻射帶之成因可推定如下：⑴輻射帶由內外兩帶構成，內帶中心在 8,000 *km*，外帶中心在 25,000 *km*。⑵粒子之拘禁在輻射帶內是由於磁力線之作用，粒子環繞在兩極區之反射點間來回運動而有漂流電流之生成。粒子是由太陽風（*solar wind*）之作用帶進磁球區內，進入磁力線拘禁範圍而成爲外帶。⑶當宇宙線射入大氣層與氣體分子碰撞後，生成放射性熔合及衰變帶電產物，再射向拘禁區內而成內帶。⑷粒子消失在輻射帶之生成上很重要，拘禁與消失的平衡生成兩帶及間谷。

【高阻伏特表】（**High-resistance voltmeter**）

內電阻很大的伏特表。高阻伏特表的高電阻具有以下的意義：伏特

表接到電路裏，總要對電路發生一定的影響，因爲它是和電路的某一部分並聯，因而會使這一部分的電阻發生變化。不過伏特表的內阻比所連電路的電阻大得越多，所產生的變化就越不顯著。因此，爲了使大電阻電路（例如內阻很大的電源）端點的電壓不因伏特表接入而有顯著的變化，伏特表便須具有很高的電阻。爲此，伏特表應具有很高的電流靈敏度，因爲伏特表的內阻越大，則在一定電壓下，流過伏特表的電流便越小。伏特表的內阻對所量電壓（對應於表上的全刻度偏轉）的比值越大，伏特表的靈敏度就越高。例如具有100伏刻度內阻爲200,000 歐的伏特表的靈敏度便是具有5伏刻度而內阻爲1,000 歐的伏特表靈敏度的10倍，因爲對於第一隻伏特表，內阻與電壓的比值等於2,000歐/伏，而對於第二隻是等於200歐/伏。並且在實際上，第一隻伏特表滿刻度偏轉的電流爲 $\frac{100伏}{200,000歐}=0.5$ 毫安，而第二隻的電流爲 $\frac{5伏}{1,000歐}=5$ 毫安，亦卽大了10 倍。在高阻伏特表裏，靈敏度可以達到10,000歐/伏以上。

【高阻受話器】（High impedance receiver）

指耳機線圈轉數多，因而具有很大電阻的受話器。高阻受話器應用於無線電接收方面，這是因爲檢波器（晶體的或電子管的）具有很大的內阻，因而受話器電路中的電流是很小的；爲了獲得足夠強的磁場，線圈便應有很大的轉數，轉數越多，耳機的靈敏度越大。

【高阻計】（Meggar）

一種測量絕緣程度或高阻力之電表，現爲電力廠測驗電路漏電之工具。

【高阻聽筒】（High resistance headphone）

一般聽筒內的線圈，採用的線號幾乎相同，如阻值越高，表示轉數

越多，其靈敏度亦越大，因線圈之磁動力與轉數成正比例。

【高音】(Treble)

較高的聲頻，常代表聲頻之最高諧波。

【高度角】(Altitude)

爲當地地平線以上的角度。從天頂作垂直的圓弧包含天體至地平，天體的高度角卽爲地平至天體間弧的角度。

【高度放射性廢料】(High radioactive waste)

由於用過核燃料的化學處理而產生，其強度從每加侖數百居里到數千居里。高度放射性廢料能對人體構成嚴重傷害，同時在處理的技術上也較爲困難。

【高度眞空電子管】(High-vacuum tube)

指電子管內沒有些微氣體存在。

【高度眞空整流管】(High-vacuum rectifier)

沒有充氣的二極管。

【高度控制】(High control)

電視接收機中調節畫面垂直向的控制器。

【高度與氣溫】(Altitude and temperature)

在對流圈中，高度每增1 *km*氣溫約以6 °*C* 的比率減低。因此，在同緯度的地點，高處的氣溫低且年溫差也小。

【高度與氣壓】(Altitude and pressure)

氣壓是由大氣的重量而產生的，所以距地面越高，氣壓就隨著越低。地面附近每增高10 *m* 時，氣壓約降低1.2 *mb* (0.9 *mmHg*)。其隨高度變化的情形，可參閱下表：

高　　度 (m)	氣　　壓 (mb)	高　　度 (m)	氣　　壓 (mb)
0	1,013	7,000	410
500	954	8,000	356
1,000	898	9,000	307
2,000	794	10,000	264
3,000	701	11,000	226
4,000	616	12,000	193
5,000	540	13,000	165
6,000	472	14,000	141

【高保眞系統】(High-fidelity system)

今多稱高傳眞系統。

所謂高保眞度(*high-fidelity*)就是利用電子及電子機械方法重現可聽聲音的全部範圍內，由低約20赫到高約15仟赫，沒有失眞。只要有一個重現系統(*reproducing system*)能符合上述的條件，因而使所聽的聲音非常接近原來的聲音者，就被認爲已達到高保眞度了。無論價錢是多貴，絕對沒有一個高保眞(*hi-fi*)重現系統能在一個12呎×20呎的起居室裏所產生的聲音，能與卡耐基大廳(*Carnegie hall*)內110 件樂器的交響樂團所奏之聲音完全相同。絕對的高保眞度是絕不可能的，因爲受了很多因素的限制。如起居室的大小、起居室音響條件、重現聲音的大小(重現的聲音絕不會比原來的聲音高)以及無立體感(交響樂實地演奏時，聲音是由各方傳到聽衆的耳中，而重現系統所發出的聲音，僅由一個方向傳出)等。在應用方面，所謂高保眞度只是對重現的聲音好到某種程度而言。

雖然近來高保眞度已經不成爲問題，但追求高音質音樂的重現並非一件新的企圖。關於設計高品質的放大器及無線電接收機原理，在多年

以前就已爲人所了解，但在近年來高保眞度方面最弱一環的電子機械組件，如揚聲器、耳機拾音頭、唱片以及錄音機等，都已有驚人的改進。此種改進對於高傳眞的追求大有助益。

通常一個高保眞系統都是由數個完全不同的部分所組成，但組成系統各部分的多寡則視需要而定。一個最小的系統，至少必須具有一個信號電源，如電唱機或一個射頻調諧器（*radio frequency harmonic modulator*）、一個聲頻放大器（*audio frequency amplifier*）及一個揚聲器（*loudspeaker*）。圖 10 — 210 的系統，則含有數個信號電源，前置（電壓）放大器（*pre-amplifier*）、功率放大器及一個多隻喇叭之揚聲器（或稱複揚聲器）。如果將無線電接收機、電唱機及電視放在同一木箱中，其高保眞效果就可能減低，所以通常高保眞系統的各組部分都個別分開裝在不同的箱內。當然如此裝設所費較高，但由此可使高保眞效果得到完全的補償。尤其是放大器及揚聲器兩部分，必須單獨裝在個別的箱內。如需聲音以高保眞重現，揚聲器絕對必須予以分開。

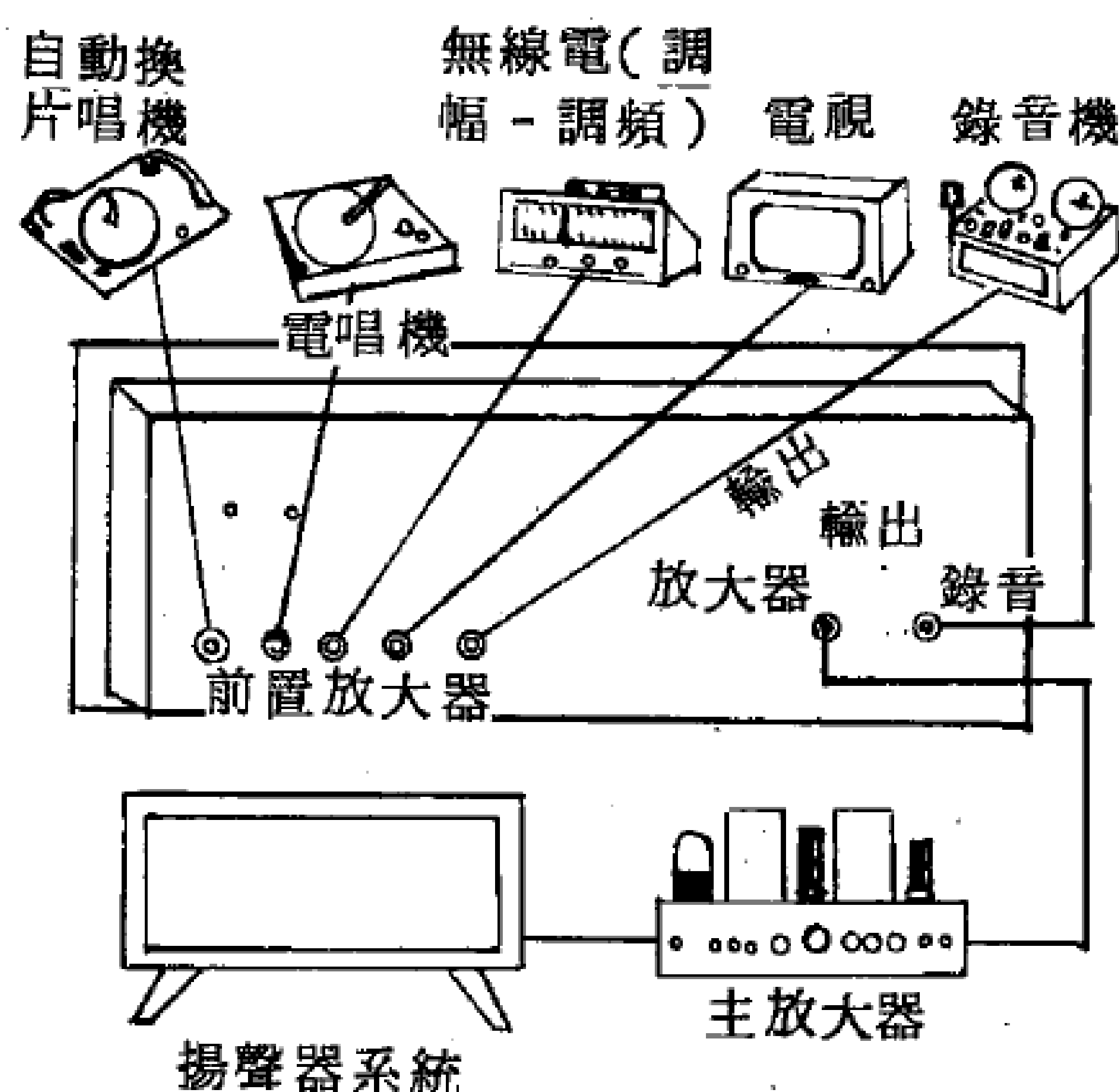


圖 10 — 210
高保眞系統之組成部分

圖 10 — 210 的高保眞系統，不只包含有兩種電唱機、一個調頻及調幅的調諧器，並且還有一個錄音機。錄音機可將聲音錄於磁性錄音帶上，同時是一個具有輸入及輸出信號的裝置。當錄音時聲頻信號由微音器或其他信號電源（如射頻調諧器）送入前置放大器予以放大，然後由錄音插口輸出，再送到錄音機的輸入端，將聲頻錄於磁性帶上。如果所錄的信號需要放出時，錄音帶的信號

，經錄音機的輸出端，送入前置放大器輸入端，再經功率放大器放大及揚聲器予以播出。

【高段電視波帶】(High T.V. band)

電視應用頻率範圍包括7個至13個波道(147 *MHz* 至 216 *MHz*)。

【高能物理學】(High-energy physics)

又稱爲基本粒子物理學或簡稱爲粒子物理學。

參閱“基本粒子物理學(*Elementary particle physics*)”條。

【高能粒子】(High-energy particles)

有 10 *KeV* 以上的動能的粒子。

【高能碰撞】(High energy collision)

高能碰撞即爲高能量的粒子之間的碰撞，其與一般碰撞之不同點爲除了能量與動量的轉移外，有時尚有質量的轉移。

設有二粒子，其質量爲 m_1 及 m_2，在碰撞前(即其交互作用可忽略時)，以相對於某慣性參考坐標系之動量 $\vec{p_1}$ 及 $\vec{p_2}$ 運動，僅當粒子非常接近之短期內，粒子之交互作用才可察覺。假設碰撞後(即當交互作用又可略計時)，粒子之靜止質量爲 m_1' 及 m_2' 而以相對於同一慣性參考坐標系之動量 $\vec{p_1}'$ 及 $\vec{p_2}'$ 運動(如圖10—211)，動量守恆及能量守恆可表爲：

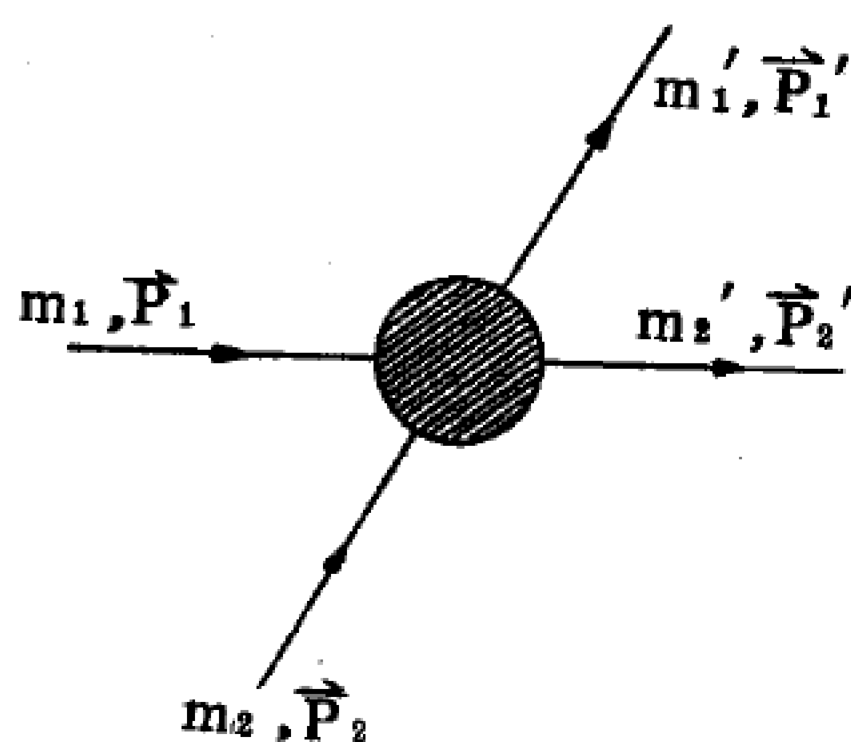


圖 10 — 211
在一碰撞中能量及動量守恆

$$\vec{p_1} + \vec{p_2} = \vec{p_1}' + \vec{p_2}'$$

及

$$E_1 + E_2 = E_1' + E_2' \qquad (1)$$

(1)式所描述之碰撞可以概要表示爲：

$$1 + 2 \rightarrow 1' + 2$$

適當運用（1）式，可得粒子之最後動量以起始者表之，但一般而言，其代數解法相當複雜。因

$$E=E_k+m_0c^2$$

式中E_k為動能，故能量守恆可寫為：

$$E_{k1}+m_1c^2+E_{k2}+m_2c^2=E'_{k1}+m_1'c^2+E'_{k2}+m_2'c^2$$

若定義Q為碰撞期間之動能變化，則可得：

$$\begin{aligned}Q&=(E_{k1}'+E_{k2}')-(E_{k1}+E_{k2})\\&=(m_1+m_2-m_1'-m_2')c^2\\&=-(\Delta m)c^2\end{aligned}$$

因此在碰撞期間，Q與質量的改變成正比。若$Q=0$，則碰撞中無質量改變；當$Q<0$，質量增加（$\Delta m>0$）；而當$Q>0$，質量減少（$\Delta m<0$）。

在很多情況，碰撞之粒子多於二個（如圖10—212），則上述之Q定義變為：

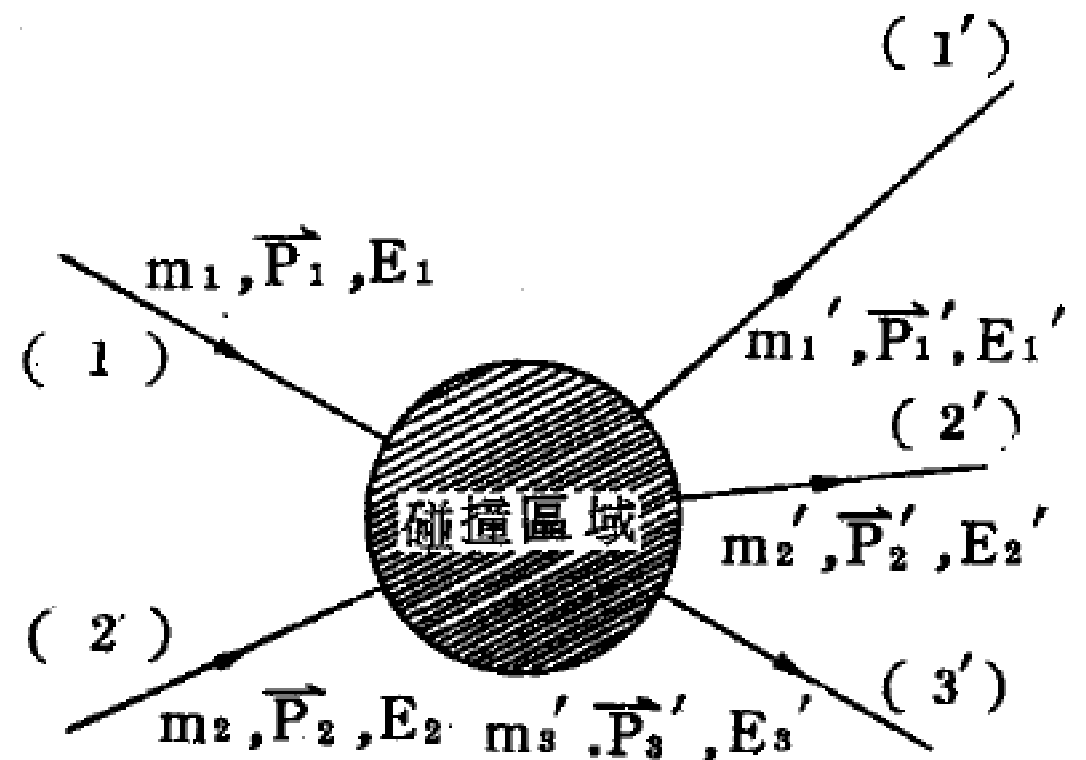


圖 10—212　新粒子產生之碰撞

$$\begin{aligned}Q&=(\Sigma E_k)_{最後}-(E_{k1}+E_{k2})\\&=[m_1+m_2-(\Sigma m_1')_{最後}]C^2\end{aligned}$$

當$Q<0$時，要使碰撞發生或“繼續”，其來襲粒子必有一最小之低限動能，在L坐標系中之低限動能，相當於最後粒子均靜止於C坐標系中時之情況，如下（適用於當質點2原靜止於L坐標系者）所示：

$$E_k=-\frac{QM}{2m_2}\ （低限動能）\qquad（2）$$

式中M為碰撞中所有粒子之質量和；此即

$$M=m_1+m_2+(\Sigma m')_{最後}$$

但若Q爲正，則無低限動能存在，而最初粒子之靜止能已足夠產生最後之粒子。

現在舉一些具體情況以說明（2）式之應用，當二高能粒子碰撞時（如二質子或一質子與一π介子），可能產生新的粒子，所生之質點的性質及數目視碰撞質點的能量及性質而定，正如視某些其他特性而定。例如，在碰撞中電荷及角動量必爲守恆，我們將不涉及支配質點碰撞之其他定律的分析。一個常見的過程爲產生π介子的質子－質子碰撞，例如，已觀測到下列過程：

$$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^0$$

$$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + n + \pi^-$$

在很高的能量下，可以產生幾個π介子，當一束高能粒子打擊一適當之靶時，在實驗室中常有這種過程發生。現在計算第一個過程的低限動能，假設質子靶靜止於L坐標系中，則有

$$Q = -m_\pi c^2$$

$$M = 4m_p + m_\pi \quad 及 \quad m_2 = m_p$$

結果得

$$E_k = \frac{m_\pi c^2(4m_p + m_\pi)}{2m_p}$$

$$= \left(2 + \frac{m_\pi}{2m_p}\right) m_\pi c^2$$

$$\approx 280\,MeV$$

式中一π介子之質量爲0.149 *amu*（$m_\pi c^2 = 140MeV$）。對一帶電π介子而言，亦有類似之結果。

【高能質點加速器】（High energy particle accelerator）

關於原子核之構造，從其靜的性質雖能獲得相當的知識，然如欲知其構造內秘，必須由核之分裂來硏究之。自然放射性元素之α蛻變和β蛻變，均爲原子核自行裂開之現象。但一般原子核則不能自行裂開，必須以人工方法使之裂開。雖則拉塞福（*Rutherford*）於1919 年以發

射自RaC 之自然放射線——α射線，首創氮原子核之人工分裂，然因此種自然α射線之強度甚爲有限，而不能予以有效的應用。於是設計一機器，以給帶電質點加速，使其成爲高能質點，用以分裂原子核。顯然，此進擊離子宜用荷電爲極少的原子核，諸如H^+、D^+、He^{++}等，以減少進擊核與靶核靠近時二者間的庫倫斥力。

進擊正離子之加速，最初大家皆想以所需要的直流高電壓實現之。此種直流高電壓之發生裝置，在當時的技術上確爲一大困難。嗣後由於電工的發達，此項裝置終爲柯克勞夫（*Cockcroft*）與沃耳吞(*Walton*)於1932 年所提出，並以此裝置所生的70 萬伏特加速質子，而完成鋰（*Li*）之人工蛻變，從而開闢了人工核蛻變之研究園地。其後由於柯克勞夫、沃耳吞裝置之改善，及構造異於柯克勞夫、沃耳吞裝置之范得格拉夫（*Van de Graaff*）靜電發電機之出現， 加速電壓即進入超過一百萬伏特的領域。

在另一方面，又提出不直接使用高電壓，而以較低的電壓給離子重覆加速之方法。例如線型加速器（*linear accelerator*）及廻旋加速器（*cyclotron*）皆爲依此方法製成的加速器。此二加速器與柯克勞夫、沃耳吞裝置及范得格拉夫靜電發電機殆爲用時出現。及至1940 年克斯特（*Kerst*）又發明貝他加速器（*betatron*），以此可給電子加速，於1945 年在高能質點加速器中又有同步加速器（*synchrotron*）出現。於是以機器加於離子之能量可高達100百萬電子伏特。1953 年宇宙級加速器（*cosmotron*)問世後，質點經加速器之加速，其能量可高達與宇宙射線（*cosmic ray*）者相比之數量級。

自1932 年以來，由於加速器相繼發明，發現了許多關於核的新現象及新質點，更增加了吾人對核構造內秘之了解，是以核物理學之研究能達到今日之程度，實在是得力於加速器之進展。

【高級氣冷反應器】（**Advanced gas cooled reactor**； 縮寫

A.G.C.R.)

此型反應器首先由美國技術專家建造，於 1962 年在溫特斯卡爾（*Windscale*）作業。輸出之熱力達 500°*C*～570°*C*，氣態導熱體是碳酸氣，爲二氧化碳加少許一氧化碳以防止在此種溫度下石墨之嚴重侵害。

此型反應器之最初目標之一爲確定燃料之可能性，此處採用之燃料爲UO_2，鞘套材料初爲鈹（*Be*），但以後因價昂及其不適合之性質而放棄使用。乃改用不銹鋼，必須承耐 1.75～2.5％之濃集鈾，此種燃料應盛裝於耐 650°甚至 700°*C* 高溫之鞘套。預計燃燒量達 12,000 *MWd*/*t*，在 1964 年八月平均達 4,200 *MWd*/*t*，某些燃料單元達 9,100 *MWd*/*t*，鞘套尚未破裂。

美國實驗氣冷反應器 *E.G.C.R.*（*experimental gas cooled reactor*）於 1965 年在橡樹嶺（*Oak Ridge*）建成，性能與 *A.G.C.R.*近似，但冷卻劑（*coolant*）用氦氣。

【高氣層學】（Aeronomy）

研究大氣上層受太陽輻射而發生的物理及化學作用的學間。

【高氣壓】（High pressure）

指比周圍的氣壓高的地點而言，其中氣壓最高的地點，叫做高氣壓的中心。北半球的高氣壓中心附近，風是以右旋的渦旋而向外吹去，所以該部分的空氣較爲稀薄。爲補充它，空氣自上空降落，形成下降氣流，所以通常都是好天氣。

【高氣壓圈】（Anticyclone）

暴風範圍內的空氣上升後，流動方向是水平的，週冷後下降到幾百哩外的地方，形成高氣壓圈。在它的範圍之內，空氣壓力增高，由這個中心往外流動的空氣，在北半球是順時鐘方向的，暴風造成高溫和高雨量的天氣，則被高氣壓所帶來的晴朗而較冷的天氣所取代。

【高速反應器】(Fast reactor)

此反應器中所用引發分裂反應的中子能量平均在十萬電子伏特以上(相當於中子具有高速度者)。此反應器的燃料必須爲濃縮的，至少爲10%鈾-235及鈾-233或鈽-239(鈾-233是用釷-232與中子作用生成，鈽-239是用鈾-238與中子作用生成)。因由高速中子直接引發核分裂反應，故此種反應器不需用緩速劑(*moderator*)使中子速度減低，但高速中子引發核分裂反應的可能率較小，需用較多量的燃料才能達到連鎖反應臨界狀態(*critical state of chain reaction*)。此反應器最大優點爲可產生分裂材料(鈽-239或鈾-233)，其次因不需緩速劑，反應器的體積縮小很多，又因中子速度大，中子損失少，可產生較大中子流。但此反應器用的燃料受到限制，只能用濃縮的(約10%～40%)分裂材料，故燃料費成本較高，同時冷卻劑之選用亦受限制。

專作生產分裂材料之用的反應器稱爲滋生反應器或增殖反應器(*breeder reactor*)。此反應器以鈾-235爲中心燃料，外面襯以釷-232或鈾-238。鈾-235分裂時，一部分快速中子和釷-232或鈾-238作分別生成分裂材料鈾-233或鈽-239。

【高速閃光攝影】(High speed flash photography)

用於分析快速之動作，例如蒼蠅在飛行中鼓翅之動作。將攝影機置於暗室中，打開其快門，以強烈而極短暫之閃光照射待攝影之物體，底片上即攝得閃光期間之物體，其作用猶如將此物體之動作凍結，以利分析。

【高通率反應器】(High flux reactor)

反應器之設計已經進展到工程師能建造一座中子通量最高可達10^{15} nv 的反應器，已經有三座這種反應器被建造或設計完成，它們分別在布洛克海文、橡樹嶺以及阿岡國家研究所。

在橡樹嶺的高通率同位素反應器（ *high flux isotope reactor* ）是爲產生放射性同位素而設計的。它的優點是能產生原子量高於鈽（*Pu*）的元素（超鈽元素）如鋦（ *Cm* ）、鉲（ *Cf* ）、鑀（ *Es* ）、鉳（*Bk*）及鐨（ *Fm* ）。

位於紐約額普頓的布洛克海文高通率射柱反應器（*high flux beam reactor* ），如圖 10—213 。此反應器有三層，圖上並顯示出屏蔽及容器裝置情形，其設計能得到在動力相同的情形之下高於材料試驗反應器八倍的中子通率。許多實驗管被置於不同位置及方向以得到不同強度的中子束，供各種特殊實驗之需。

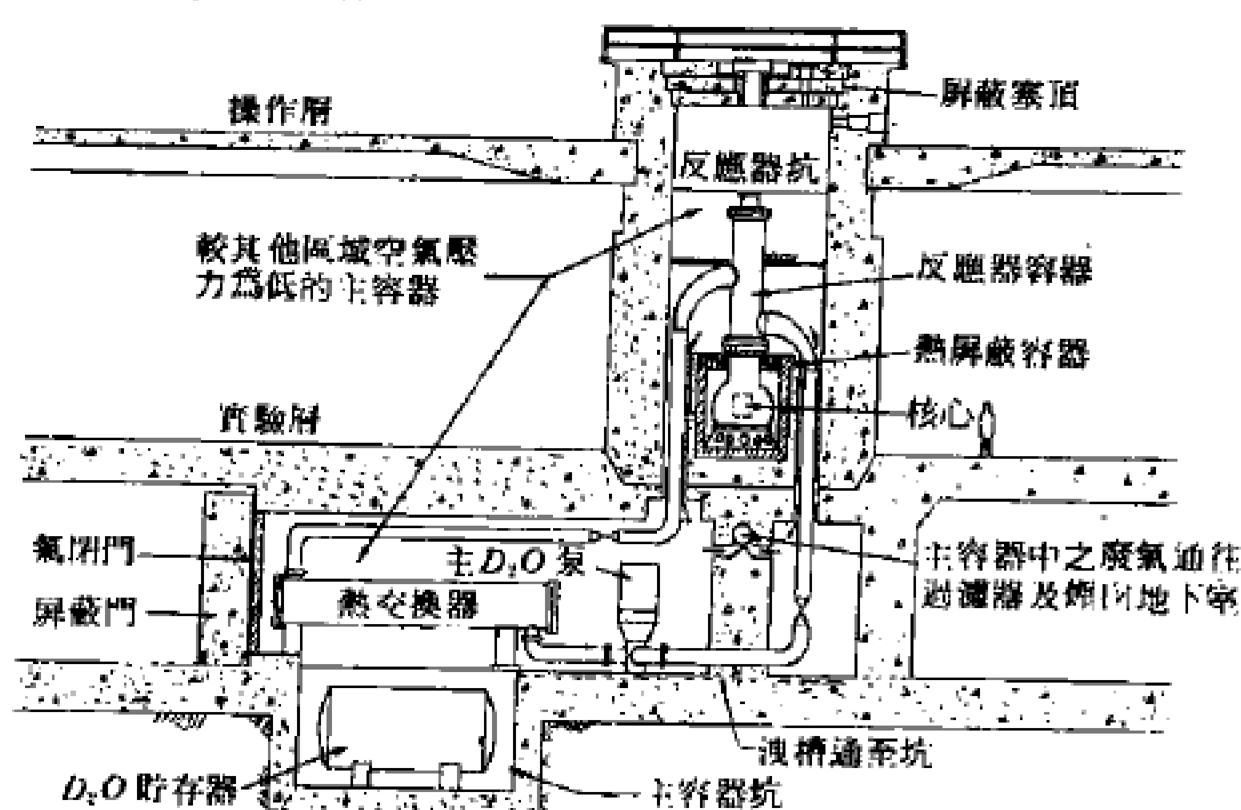


圖 10—213
高通率反應器經由核心的垂直剖面圖

阿岡高級研究用反應器的動力階設計在 240 百萬瓦，其中子通量最高可達 10^{16} *nv* 。對於一座動力這麼高的反應器，用做冷卻劑的水必須加以壓力以避免沸騰。因爲在核心中的水不足以使中子完全減速，所以它的能量介於快中子與慢中子之間。這座反應器有一個用鈹（ *Be* ） 做的反射體，中子可在其中減速，達到熱平衡時的能量。

【高通濾波器】（ High-pass filter ）

這是由與負荷串聯的電容及與負荷並聯的電感所組成的濾波器。由於這樣的聯接，通向負荷的便只是高頻振盪，低頻振盪則不能通過。濾波器從界限頻率（ *cut off frequency* ）開始將振盪削弱，隨著電容和電感的大小而變化。

【高斯】（ Karl Friedrich Gauss 1777—1855 ）

德國數學家及天文學家。生於布朗斯威克（ *Brunswick* ），生而穎悟，自幼長於計算。家極貧由布朗斯威克出資供其就學，先入卡羅來

恩大學（*Caroline College*），繼入哥丁根，19 歲即發現圓內接十七邊正多角形方法，以後更傾全力研究，遂成最小自乘法，又開始整數論的研究，1798 年畢業後逕返布朗斯威克以教書爲生。1807 年雖受俄皇之聘，但未接受，同年哥丁根創辦天文臺，任其臺長，終身未他去。

高斯的整數論，發表於 1801 年，其後更研究天文學、測地學、電學、光學、力學之外，在數學方面涉及曲面論、複素數論及非歐幾何學等，範圍極博。高斯於 1829 年發表一種新力學定律，稱爲最小拘束原理（*principle of least constraint*）。又與韋伯（*Joseph Weber*）合作建成了一間不用鐵的觀象臺，在裏面做實驗的研究。並且還組織了一個德國磁力協會，在歐洲各處在一定的時間觀測磁力。他又應用數學去解決靜電學和動電學上的許多問題。舉凡十九世紀中之數學，大都與高斯之名有關，則其重要可知。

1830 年開始於電磁方面的研究，1833 年發表論文中使用了絕對單位，並以高斯爲 C.G.S. 制中磁感應的單位，其定義是由在磁場中運動的導體所感應的電動勢與磁感應的關係而得。該定律爲：

$$E=(\vec{v}\times\vec{l})\cdot\vec{B}$$

式中 $\vec{v}$ 是長 l 的導體在磁場中的運動速度，單位爲厘米／秒，l 單位是厘米，電動勢 E 的單位爲絕對伏特，則磁感應 B 的單位就是高斯。

1 高斯是 1 馬克士威/厘米^2，或 10^4 韋伯/米^2。過去高斯也是磁場強度 $\vec{H}$ 的單位，1932 年才被改爲厄司特（*oersted*）。

【高斯分佈式】（Gaussian distribution）

高斯分佈式爲二項式分佈式（*binomial distribution*）在極大值附近的分佈函數。二項式分佈，在一連串的 N 次試驗中，假若每次試驗成功的機率均爲 P，則在此試驗中有 n 次成功的機率爲：

$$P(n)=\frac{N!}{n!(N-n)!}p^n(1-p)^{N-n}$$

當N及n均非常大時，即$N\gg1$，$n\gg1$，可以求得$P(n)$的最大值是在

$$n=\bar{n}=Np$$

在此$\bar{n}$附近之n的機率$P(n)$則可近似爲：

$$P(n)=P(\bar{n})\exp[-(n-\bar{n})^2/2Npq]$$

此即高斯分佈式，式中$P(\bar{n})$之值爲$1/\sqrt{2\pi Npq}$。

【高斯定理】(Gauss' theorem)

亦稱散度定理(*divergence theorem*)，即

$$\int_V\vec{\nabla}\cdot\vec{A}d\tau=\int_S\vec{A}\cdot\vec{n}dS$$

式中v爲三維空間內的一個封閉區域，爲曲面S所包住(圖10—214)。$\vec{n}$爲S曲面的單位法線(*normal*)向量(垂直於S面)。其指向向外(S爲一封閉的曲面，故有內外可言)。

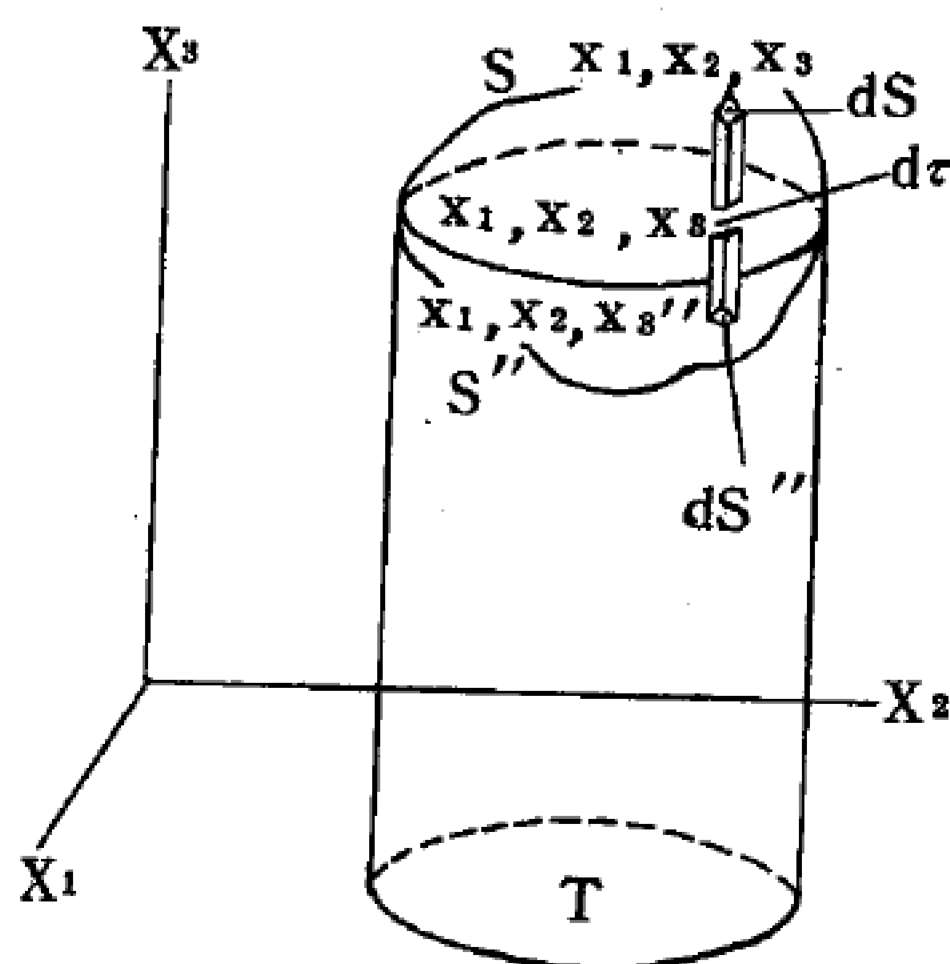


圖 10—214

【高斯定律】(Gauss law)

【Ⅰ】高斯之磁學定律(*Gauss's law of magnetism*)

磁學的高斯定律是電磁的基本方程式之一。磁感應$\vec{B}$在封閉曲面S上垂直分量的面積分，等於曲面內所含磁荷量。因磁荷並不存在，即磁力線總是封閉曲線，所以

$$\iint_S\vec{B}\cdot\vec{ds}=0$$

或

$$\nabla\cdot\vec{B}=0$$

【Ⅱ】高斯之電學定律(*Gauss's law of electricity*)

電位移$\vec{D}$在封閉曲面S上垂直分量的面積分，等於曲面內所含的電

量。其積分形式爲

$$\iint_S \vec{D}\cdot\vec{ds} = \iint_S \varepsilon\vec{E}\cdot\vec{ds} = \iiint_V \rho dv = q$$

其微分形式爲

$$\nabla\cdot\vec{D} = \rho$$

式中 ρ 是電荷密度，ε 爲自由空間的介電係數。

【高斯面】(Gaussian surface)

詳閱"電場(*Electric field*)"條。

【高斯譜線形狀】(Gaussian line shape)

磁共振吸收光譜譜線形狀最常出現者有二種，一是羅倫茲譜線形狀(*Lorentzian line shape*)，另一是高斯譜線形狀。由簡單的波爾(*Bohr*)原子光譜的理論，知道對應兩個可能互相躍遷的能階，必有與該能量差對應的光被吸收或輻射，光的頻率 ω_0 爲 $\Delta E/\hbar$，ΔE 是兩能階的能量差。所以在理想狀況下，只有某一特定頻率才會有譜線出現，這種譜線稱爲 δ 函數譜線。實際上由於測不準原理(*principle of indeterminacy*)的限制，不是只對應某頻率值才有譜線，而是以某種頻率函數的形狀出現，這函數以該特定頻率爲中心而左右對稱。高斯譜線函數是

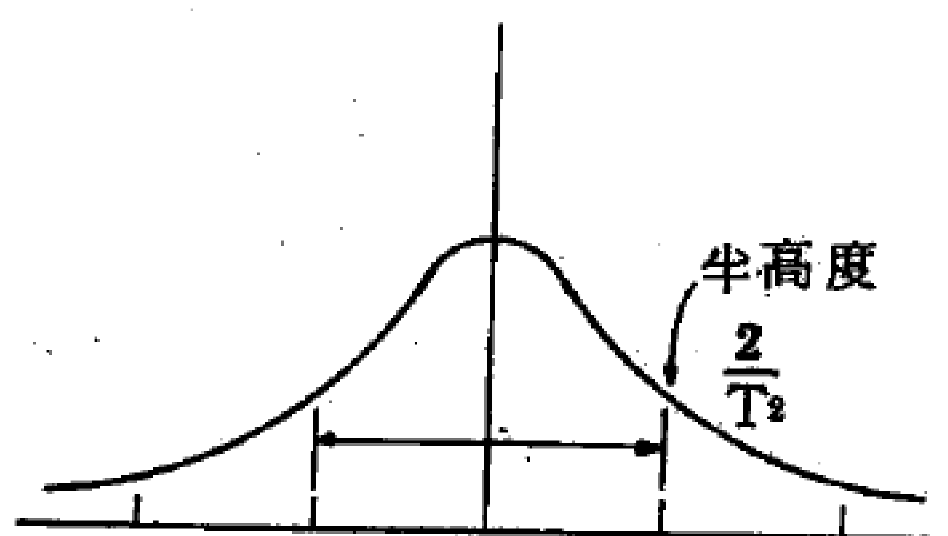


圖 10 — 215

$$g(\omega) = T_2/\sqrt{2\pi}\,exp\left[-\frac{1}{2}T_2^2(\omega-\omega_0)^2\right]$$

式中 T_2 是常數，稱爲弛緩時間(此式形狀示如圖 10—215)。

【高超音速】(Hypersonic speed)

即音速五倍以上之速率(海面正常狀況時音速爲每小時 760 哩)。

【高提幅】(High boost)

將高過低及中視頻波帶之振幅提升。

【高電平檢波器】(High level detector)

強力線性的檢波器，在進行檢波時，信號電壓雖大，但仍能工作於線性部分。

【高電場放射】（High-field emission）

欲使冷陰極（*cold cathode*）放射電子，必須有高電位梯度（*potential gradient*）作用金屬的表面，在正常溫度情形下僅極微量的電子能自金屬中獲得速度，克服表面電能的障礙，此微量電子離開金屬，金屬中遺留相對正電荷則又吸引電子返回金屬。於是欲離開之電子在被引向前移動一無窮小距離（*infinitesimal distance*）即將迫返陰極。

除非一極高的電壓（約每平方厘米一百萬伏特），電子可自冷金屬中脫出，如此高電位不易獲得，因此高電場放射在電子裝置領域中很少直接被利用。但根據此理論的發展，高電場放射眞空管僅使用一較低之電位作用一極尖銳之電極，如此電場聚集於一點因此發生高電場放射者。

例如，圖 10—216 根據貝爾電話實驗室貝克（*Becker*）氏電子顯微鏡裝置顯示，一高度眞空管的球形玻璃管中，置一金屬電極C與塗有導電物質螢光（*fluorescent*）膜SS'、電極C形成非常尖銳之針尖，如此外電壓230伏特的負端連接於電極C，正端連接於螢光膜SS'，於是電極P點之電位梯度超過每厘米一百萬伏特，於是SS'所引吸P點之電子產生一個非常美觀的圖像，此即為高電場放射。

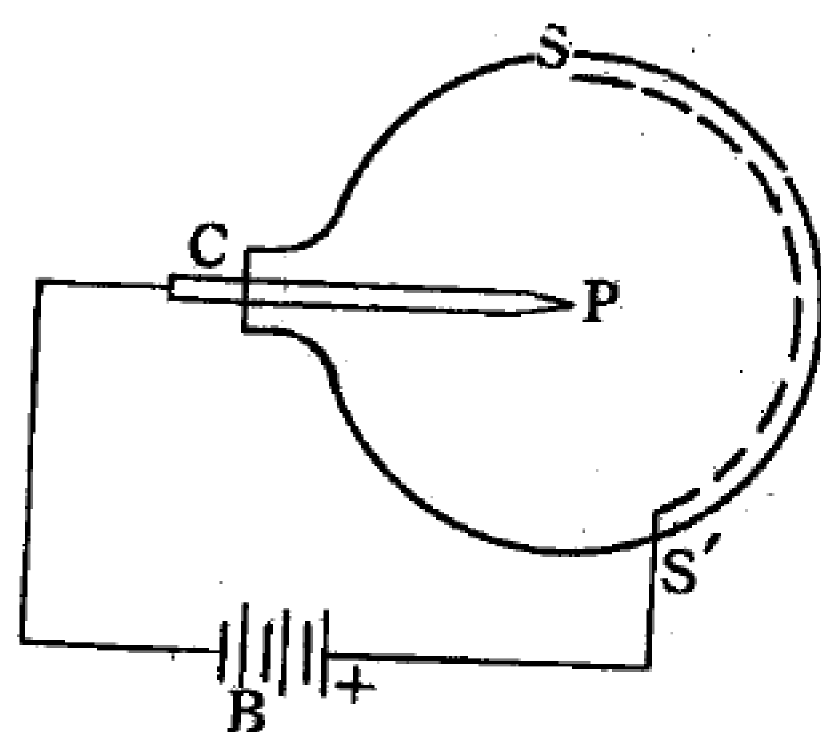


圖 10—216

電子顯微鏡利用高電場放射裝置

【高傳眞度】（High fidelity）

對整個聲頻帶只有最小的失眞。

【高傳眞度接收機】（High fidelity receiver）

重發的聲音與原音非常接近的接收機。

【高溫氣體冷卻反應器】(High temperature gas cooled reactor)

又稱*H.T.G.C.*反應器。本設計爲氣體冷卻石墨緩速反應器(*gas cooled graphite moderation reactor*；縮寫*G.C.G.M.*)系的一個進步構想，這一構想已在1960年完成(如圖10—217)。目的在於達成高溫輸出，通常高溫輸出唯有加入液態冷卻劑始能達成，但這設計使用的是氣態冷卻劑，使冷卻劑運行的壓力中度，而所用的幫浦動力，只是達到實用標準而已。但要求冷卻劑的輸出溫度達到750～800°C之間，若與*G.C.G.M.*反應器相比較，並希望能減少資本費用，因爲對一既定的動力輸出說，*H.T.G.C.*反應器的體積較小之故。

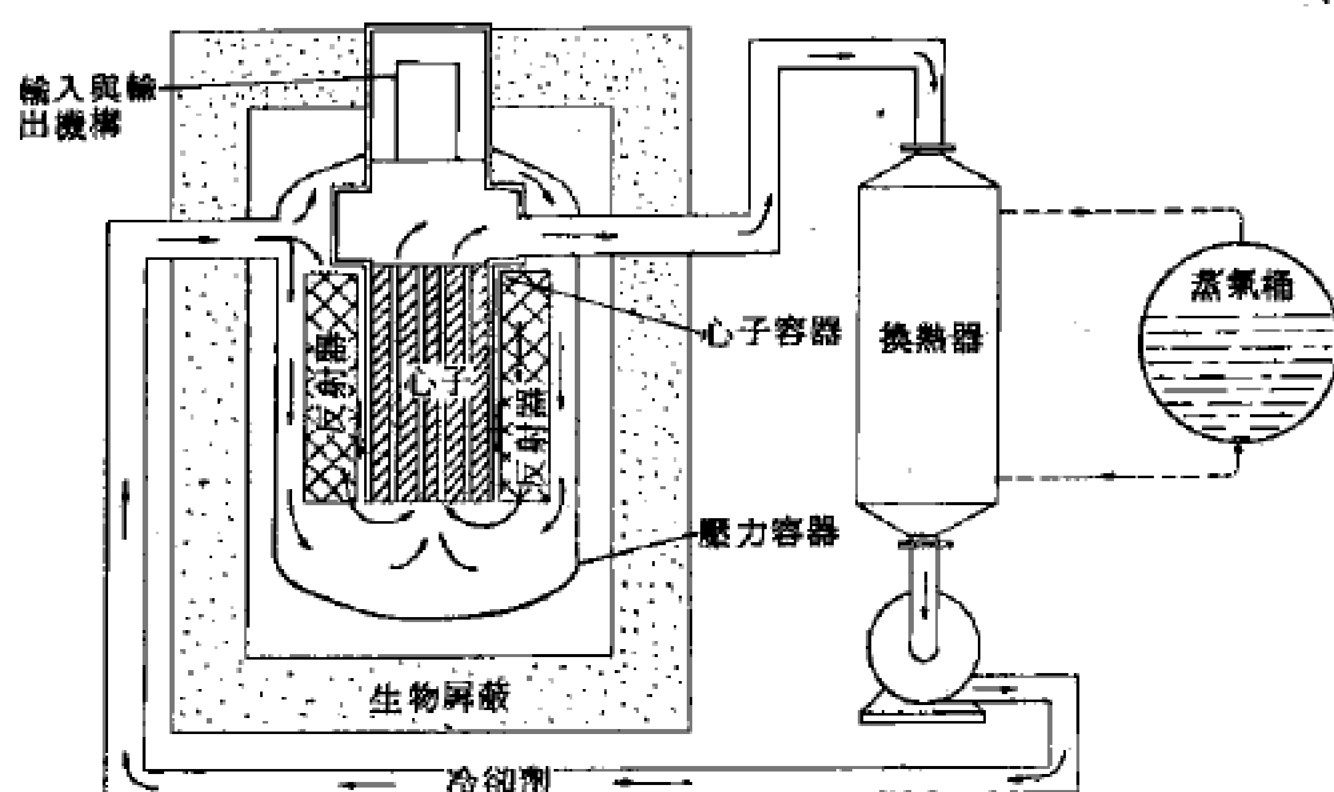


圖 10 — 217
高溫氣體冷卻反應器

高溫氣體冷卻反應器的基本特色，就是它是一具準均態固體燃料反應器(*quasi-homogeneous solid-fuelled reactor*)。因爲它有富厚燃料鈾-235和肥沃材料釷(*Th*)相混合，並"分散"在石墨緩速劑以內，所以也可稱爲均態(*homogeneous*)反應器：即把由石墨包裹住的燃料(肥沃材料)套，放在具有管狀石墨心子的石墨管以內。由於燃料分散的結果，故使所用的可分裂材料每單位質量都有較高的冷卻表面。

高溫氣體冷卻反應器可由釷混合物中滋生鈾-233。氣體冷卻劑爲氦(*He*)。本式特性在易於設計袖珍型反應器。

與*H.T.G.C.*構想有關的，顯然還有許多技術問題，這些問題主要由於高溫的效應而發生。如設計成功尚有可能使反應器直接和氣體渦輪(

gas turbines ）接合，而將中間的換熱器省去。

【高臺電晶體】（ **Mesa transistor** ）

欲使電晶體在高頻率工作狀況良好，電晶體內的作用區域必須愈小愈好。爲了達成這種目的，曾有多種不同的製造方法，但是合金接頭電晶體仍然不易達成這種要求。擴散高臺電晶體則適於高頻率操作。這種電晶體的集電極接頭，是將此一薄片P型單晶體置於熾熱的銻（Sb）蒸氣中製成。晶體受熱時Sb原子卽擴散入晶體內深約0.001 mm處，這時覆蓋住晶體上直徑約2 mm的區域，並用化學方法將其他部分鏤刻掉，而製出一個小高臺。再在高臺上除兩處直徑約0.3 mm的區域外，全部遮蓋起來，並在眞空中將適當的金屬澱積在這兩個地方。然後將整個晶體置於較高的溫度中，使金屬原子擴散入N型區域而澱積部位之一成爲P型的發射體，另一點則成爲基體上的接頭。

高臺的面積決定集電極接頭的面積，蒸氣澱積金屬的面積決定發射體接頭的大小。兩者都可以精密控制，使電晶體作用區間十分小。氣態擴散及澱積金屬擴散的情況決定基體的厚度，調節晶片的溫度，就能得到極薄而且界限分明的基體。由以上幾點，可知在整個製造過程中我們都能夠對電晶體的幾何形狀有精細控制，因而可以在相當大的薄片上產生極小的作用區域。能夠處理放大頻率爲9,000 MHz的高臺電晶體，現已製造成功。

在鏤刻與澱積之前，我們使用一種對光十分敏感的蠟來覆蓋晶片，茲就高臺本身的製造程序來解釋這種步驟。當晶體的N型擴散層形成之後，將晶體表面塗上一薄層的蠟，並使用強烈的紫外光照射在欲作爲高臺的那部分上，由於紫外光對蠟的作用，使其能保護爲其覆蓋的半導體，而當置晶體於化學溶液中時，此部不爲溶去而形成臺狀，至於臺上未溶的蠟，可用另一種溶液洗去。高臺製成後再運用相同的步驟造成發射體及基體的接頭。紫外光的光影是使光通過一具大尺度的模，並經過

一組透鏡系統而得，利用這種技術可得尺度極精確的圖形。

這種電晶體雖然具有優良的高頻率操作性能，但是製造程序卻過分複雜。它除了打蠟與覆蓋技術外，尚包括氣體擴散、化學鍍刻、眞空澱積等步驟，因此價格較昂。

漸成接頭、合金接頭及擴散高臺等電晶體的發射體及集電極，均暴露在晶體表面。由於接頭電場甚高，故接頭的性質對大氣中所含雜質十分敏感，僅需要極微量的他種原子，就足以使操作性能大爲減低。因此成品都是密封在經清理過的金屬封套內。

【高磁化合金】（Supermalloy）

高磁化合金成分如下：鎳（*Ni*）39％、鐵（*Fe*）16％、鉬（*Mo*）5％。這是一種磁性合金，導磁率極高，眞空時爲 10^5 高斯／厄司特，因爲這種合金有如此高的導磁率，故稱爲高磁化合金。其他性質如下：

飽和磁感應強度爲 7,900 高斯。

矯頑磁力爲 0.002 厄司特。

居里溫度爲 400 °C。

【高頻交流電】（High frequency alternating current）

高頻交流電也叫高頻率的振盪電流。把電流用曲線表示出來時，峯的數每秒鐘有60個的交流，稱爲60週波的交流。接到家裏用的電，都是頻率爲60赫的交流。

可是頻率爲幾十萬赫、幾百萬赫的交流的性質，則與家裏用的交流大爲不同。這種頻率很高的電流，叫高頻率振盪電流。

【高頻放大式收音機】（High frequency amplification radio）

再生檢波式收音機在電波強度（即電場強度）高的地區，易於收聽到廣播，但在電波弱的地方，除非架設相當優良的天線並且接地完善，否則不易接收廣播。按電場強度係以每米長的天線上所能感應的電壓大

小表示，諸如5毫伏/米（mV/m），0.1毫伏/米等。通常電場依其強弱大致可分爲五種，其範圍如下：

強電場……………………………10mV/m以上
中電場……………………………2～10mV/m
弱電場……………………………0.5～2mV/m
微電場……………………………0.1～0.5mV/m
極微電場…………………………0.1 mV/m以下

在中電場以上（卽電波較強大）的地區，雖用一石鍺收音機（使用鍺二極體者）或三燈收音機，卽可收聽到廣播，但在弱電場或微電場中，因電波太弱故不易收到。因此，經由天線所收到的微弱高頻電流，不是將其直接加以檢波，而是使其經過高頻放大電路予以放大後才加以檢波，採用此種方式的收音機稱爲高頻放大式收音機。

【高頻修整電容器】（High frequency trimmer）

超外差機中能在調諧電路上控制高頻段者。

【高頻淬火】（Hardening by high frequency current）

利用高頻渦流作金屬淬火。由於高頻電流有趨膚效應（*skin effect*），高頻渦流只使零件的表面加熱，因而只有零件表面受到淬火。與整個零件都被加熱淬火的普通淬火相比，高頻淬火有很多重大的優點。

【高頻率電流與電波】（High frequency current and electric wave）

當高頻率電流通過導線時，會產生相同頻率的電磁波。廣播電臺就是利用這種性質，使高頻率電流通過廣播天線，由天線把電磁波送入空中。

【高頻乾燥】（High-frequency heating）

用高頻電流使材料加熱以將其烘乾。許多材料如木料、紙等，因爲

介質損耗關係，在高頻電場中會強烈地發熱(當材料所含水份很多時尤爲顯著)。因此，將材料放置在電容器內，向電容器施以高頻電壓，很快就可以把這些材料烘乾。

【高頻絕緣瓷料】(Radio frequency ceramics)

一種陶瓷型的絕緣材料，它在高頻範圍內介質損失很小，具有很高的熔化溫度，介電常數很穩定，有很大的機械強度和耐電強度。高頻絕緣瓷料由於具有這樣一些優良的性能，故在無線電器具的生產中獲得了廣泛的應用。按用途的不同，可將其分爲設備瓷料與電容器瓷料兩大類。前者用於廻路線圈的骨架、電子管的底座、天線絕緣子及其他零件；後者用於現代無線電機高頻電路內的電容器中。

屬於設備瓷料的有：

1.葉蠟石——由葉蠟石材料與黏土組成，用於對機械強度要求不大及對耐熱性要求不高的小型和中型零件。

2.無線電瓷料——由黏土、碳酸鋇和石英組成，用來製造大型和小型的無線電零件及高壓電容器。

3.超高頻瓷料——強度很大，用來製造廻路電容器、大型和小型的無線電零件。

4.無線電皂石——其中含有滑石、黏土和長石，強度很大，用來製造廻路電容器、小型和中型的調整零件。

5.氧化鋁——由純粹的鋁氧化物製成，強度很大，絕緣性能很高，用來製造能承受很大無效功率的電容器和零件。

在電容器瓷料的生產中，所採用的基本材料是二氧化鈦、菱鎂礦和白雲石。這些都是介電常數很高的材料，用來作爲運用於高溫下電容器的介質。

在高頻電路中用陶瓷電容器來代替雲母電容器可以改進無線電機的品質。

【高頻電纜】(High-frequency cable)

高頻電纜是能量損耗很小的傳送高頻電流的電纜。高頻電纜內的能量損耗包含有輻射損耗、金屬發熱損耗與介質發熱損耗。為了使輻射損耗很小，普通二線式電纜應儘可能地對稱，而兩條導線相互間的距離應儘量地減小。從另一方面說，為了使金屬發熱損耗很小，導線的表面積應當儘可能地大，然而上面這些要求很難於同時滿足。利用同軸電纜便很容易解決，同時減小輻射損耗與金屬發熱損耗的問題，因而這種電纜也就成為高頻電纜中應用最廣的一種。為了減少高頻電纜中的介質發熱損耗，採用了介質損耗很小的特種絕緣材料。

【高輻射點】(Hot spot)

意指放射性比平均值高的表面，或指燃料元件表面之過熱部分。

【高導磁合金】(Permalloy)

是一種鎳和鐵的合金，其中含 78.5 %的鎳 (Ni)，21.5%的鐵 (Fe)。由於這種合金在低磁通時的導磁係數很高，各種損耗很小，所以在無線電機中，常用做低週變壓器和鐵芯阻流圈的鐵芯。

【高壓】(High tension)

如電子管的屏極電壓及簾極電壓都屬高壓。

【高壓直流電路】(High tension direct current)

電力的輸送可以將交流電變壓成高壓後，再變流成高壓直流電，經遠距離線路輸送，重新變成交流電，再降低到所需要的常用電壓。應用高壓的利益，以及要變壓變流的需要 (如圖 10—218)。圖 10—219 中實線示普通高壓輸電，而虛線則代表 $D.C.$ 輸電所需的增添設施，變流器 C 和再變流器 $R.C.$ 當然費錢，又增加一些動力損失。但因此而獲得了三項重要利益：(1)因沒有相角 θ，於是 $\cos\theta$ 之值增加而免除了相對的損失。(2)是 $D.C.$ 線路比同樣電壓的 $A.C.$ 線路所需絕緣物的破壞強度少得多。(3)導體材料減少了，因為導線只要二條，而不是三條。然而

在這些利益的背後另外一方，因*A. C.* 和*D. C.* 間轉換又再轉換的雙重手續而引起了損失。所以在轉換為*D. C.* 時，其收獲與損失之間，是否值得投資如此複雜的設備才是問題。但高壓*D. C.* 輸電的全部優點，可能使它在將來的輸電線路上達到現在仍未達到的距離。

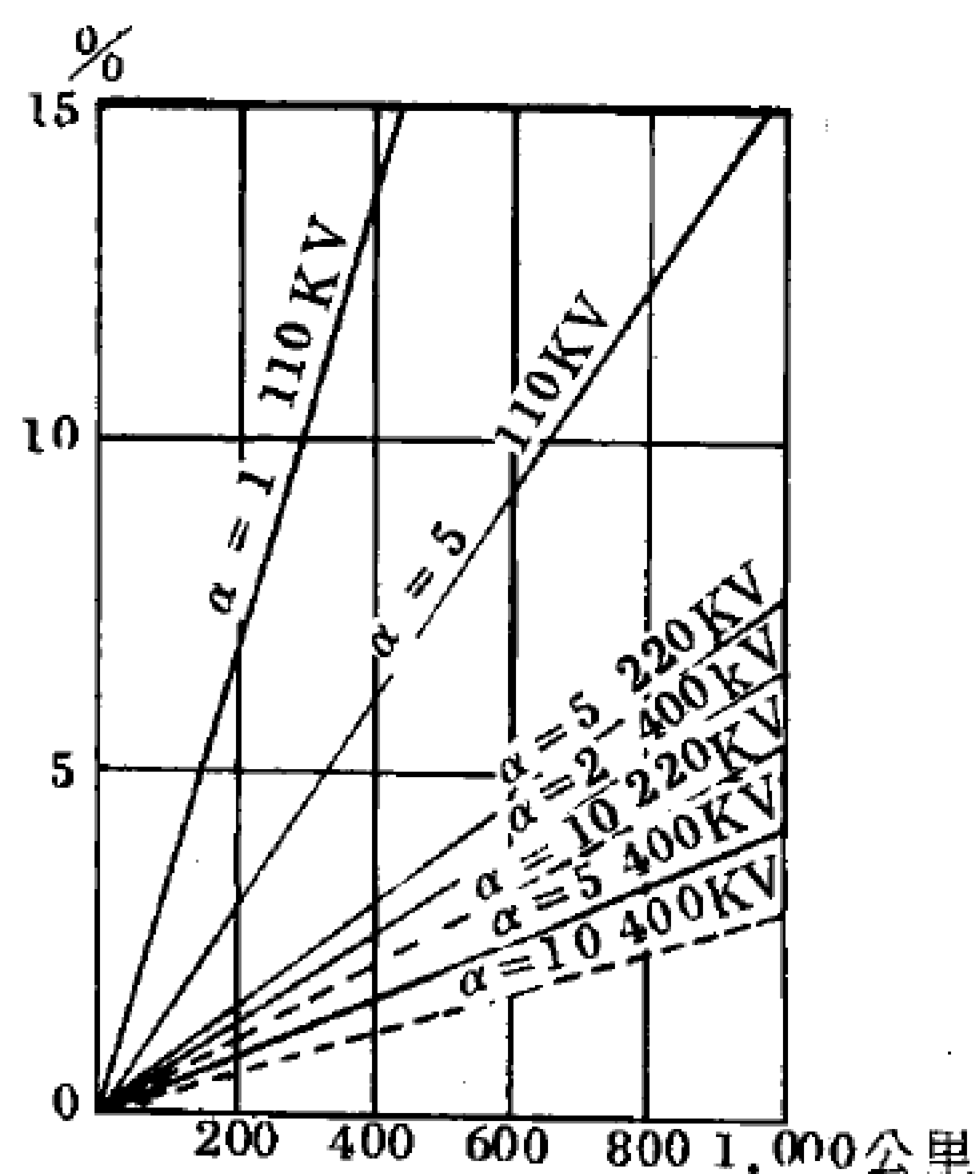


圖 10 — 218
遠距離高壓線路的相對損失
n =5,000h　　cos θ =0.90

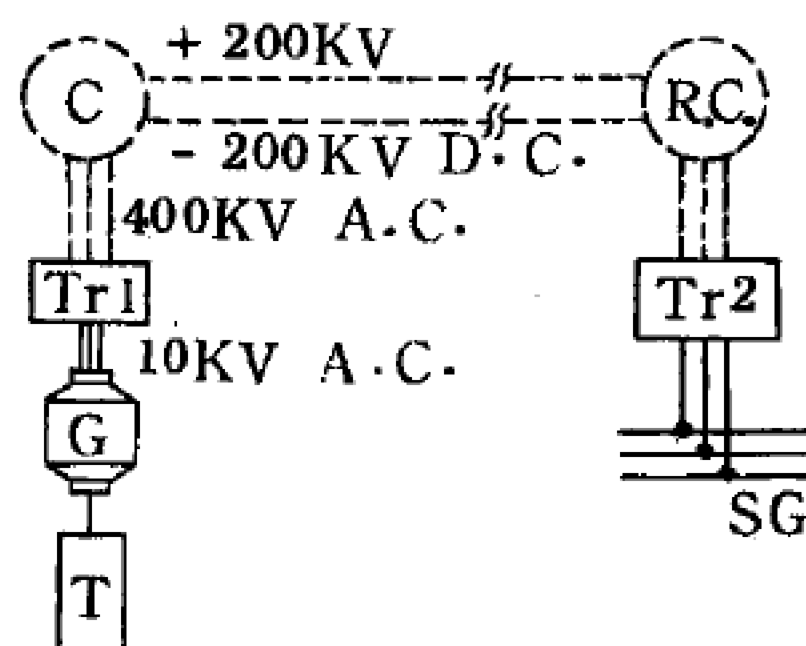


圖 10 — 219
高壓D. C. 輸電線路

【高壓線圈】(High tension coil)

用以通流交流之高電壓者，普通變壓器之初級線圈(*primary coil*)卽屬此類。

【高壓壓力計】(High pressure gauge)

若測定不太高壓力(3或 4 氣壓)時，可用如圖 10 — 220 (*a*) 所示之水銀柱測之。但如壓力再高時宜用翁奈士(*Qnnes*)壓力計，如圖 10 — 220 (*b*) 所示。於一端密封之厚毛細玻璃管中裝入空氣或氫氣，開口端裝入水銀，將它與欲測壓力之氣體相連接。則毛細管中之氣體被壓縮，於是由體積之變化，可測知欲測氣體之壓力。空氣及氫之體積於 25°C 下，因壓力之變化如下頁表所示。若要測量較高之壓力，尚有測壓秤(*pressure balance*) 或其他工

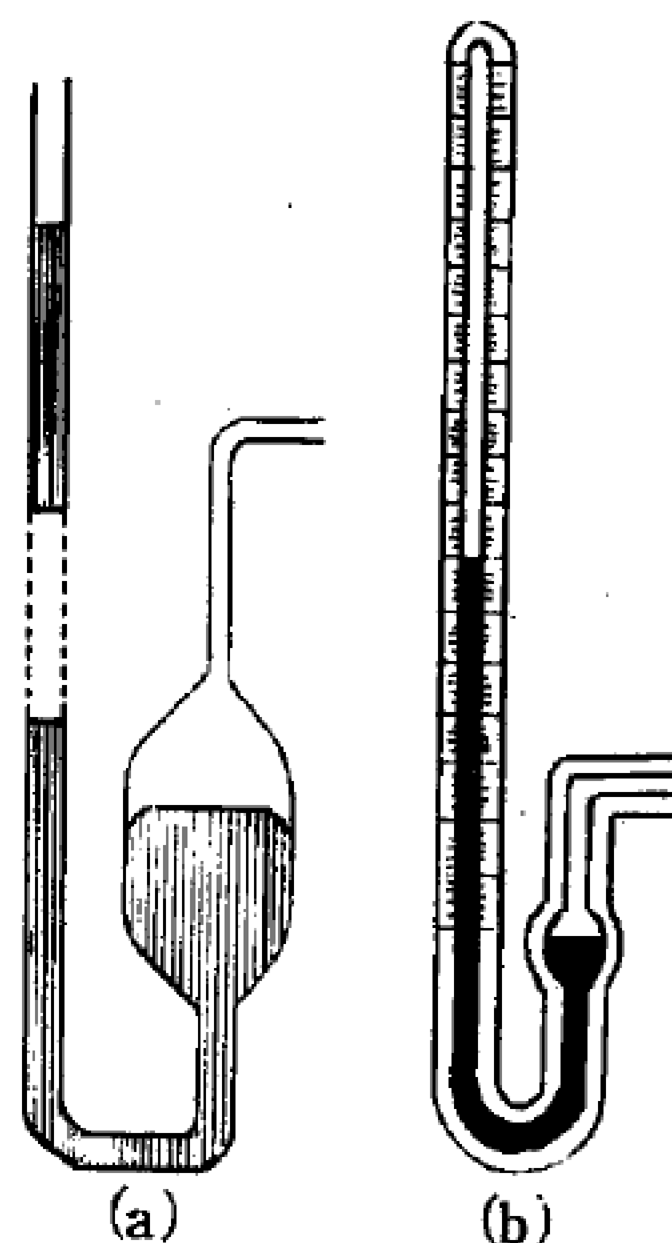


圖 10 — 220

業用壓力計。

壓　　力 （氣壓）	25°C時之體積	
	空　　氣	氫
	1.0000	1.0000
5	0.1997	0.2005
10	0.0997	0.1006
20	0.0497	0.0506
30	0.0331	0.0340
40	0.0248	0.0256
50	0.0198	0.0206
60	0.0165	0.0173

【高靈敏度接收機】（High-sensitive receiver）

接收機的設計對接收信號有足量的放大，雖弱力信號亦有較大音響的輸出。

【鬼星】（Ghost star）

當一顆星正朝地球而另一顆星正背向地球運動時，它們放出的光到達地球時有了先後之別，其結果使得雙子星座（*Gemini*）運動變得非常複雜，有時我們甚至可以看到同一顆星在二個不同的位置上，此即鬼星現象，如圖10—221 所示，由於當這顆星背向地球時放出的光被它朝地球運動時放出的光趕上的緣故。假如粒子說能夠成立的話，我們應該可以觀察到這種鬼星，但事實上尚未有這種鬼星現象被觀察到。

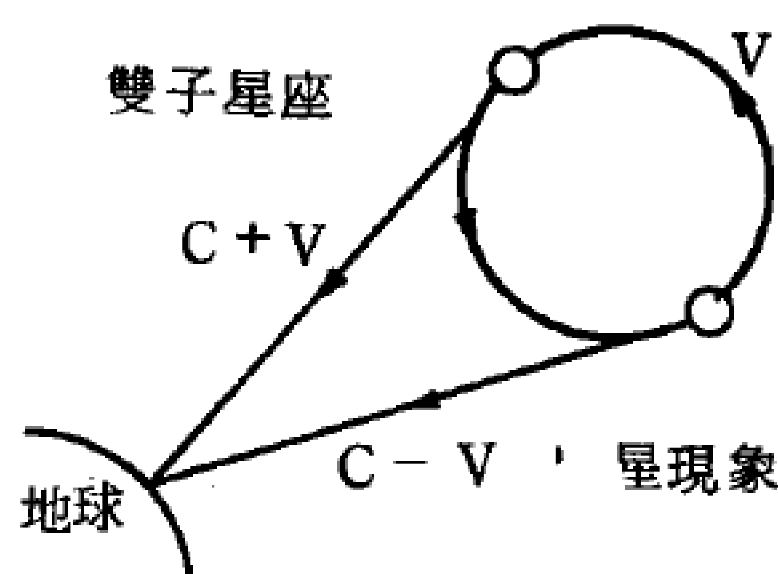


圖10—221　雙子星座現象

【鬼像】（Ghost image）

電視接收機天線，除接收得由電視發射臺直接來的電波外，同時亦收到由高建築物反射回來的電波。結果在接收機的銀幕上產生兩個影像，藉反射電波而引起的像名鬼像或幽靈，避免的方法可以將發射天線特別改高，使每部接收機所接得的電波全為直射波。